

# **Untersuchungen zu optischen Mehrkomponentenmesssystemen**

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades

**Doktoringenieur  
(Dr.-Ing.)**

vorgelegt der  
Fakultät für Maschinenbau der  
Technischen Universität Ilmenau

von Herrn

**Dipl.-Ing. Ilko Rahneberg**

geboren am 05.09.1980 in Suhl/Deutschland

Gutachter: Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Gerd Jäger, Ilmenau  
Univ.-Prof. Dr.-Ing. Albert Weckenmann, Erlangen  
Dr.-Ing. Walter Schott, Ilmenau

eingereicht: 20.11.2012  
verteidigt: 31.05.2013

## Vorwort

Diese Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik der Technischen Universität Ilmenau.

Mein Dank gilt Herrn Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Prof. h.c. Dr. h.c. mult. Gerd Jäger und Univ.-Prof. Dr.-Ing. habil. Thomas Fröhlich, die es mir in ihrer Rolle als Institutsleiter ermöglichten, diese Arbeit anzufertigen. Prof. Jäger möchte ich zudem für die wissenschaftliche Betreuung meiner Arbeit danken.

Den Mitarbeitern des Instituts für Prozessmess- und Sensortechnik danke ich für ein Arbeitsumfeld, in dem mir wissenschaftliche Arbeit stets Freude bereitet hat. Besonders die kritischen Diskussionen mit Dr. Hans Büchner waren immer wieder hilfreich.

Dr.-Ing. Walter Schott, Dr.-Ing. Denis Dontsov, Dr.-Ing. Wolfgang Pöschel, Dr.-Ing. Viktor Mandryka und Dr.-Ing. Ralf Schüler von der SIOS Meßtechnik GmbH danke ich für die stets reibungslose Zusammenarbeit.

Mein besonderer Dank gilt Beatrice für die endlose Geduld und Unterstützung und Elenore für ihr Verständnis.

## Kurzfassung

Die erreichbaren Parameter von Fertigungsprozessen beim Einsatz von Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten in der mechanischen Fertigung sind an die mit diesen Geräten erreichten Positionier- und Messunsicherheiten gebunden. Um diese zu gewährleisten, sind regelmäßige Überprüfungen notwendig. Weiterhin beruht die für Präzisionsanwendungen erforderliche Berücksichtigung systematischer Abweichungen in der Maschinensteuerung auf der Erfassung der vorliegenden Abweichungen.

Da die räumliche Positionierung bei Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten typischerweise durch drei in Richtung der Raumachsen angeordnete, aufeinander aufbauende Linearführungen realisiert wird, folgt die Gesamtabweichung aus den Abweichungen der Führungen und ihrer Relativlage. Zur Charakterisierung der Führungen müssen jeweils drei translatorische (lineare Position sowie horizontale und vertikale Geradheit) und drei rotatorische (Nick-, Gier und Rollwinkel) Abweichungen erfasst werden. Dies geschieht nach gegenwärtigem Stand der Technik durch die sequentielle Erfassung der Einzelabweichungen, wozu bevorzugt optische Verfahren zum Einsatz kommen.

Gegenstand der vorliegenden Arbeit sind Untersuchungen optischer Messsysteme zur simultanen Erfassung sämtlicher Abweichungen einer linear geführten Bewegung in fluchtender Messanordnung. Ziel ist hierbei die zur Abnahme bzw. Überprüfung von Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten erforderliche Messzeit und die Messabweichungen zu verringern. Dabei soll auch den steigenden Anforderungen an den Messbereich für Präzisionsanwendungen Rechnung getragen werden.

Die untersuchten Lösungsansätze lassen sich in die zwei Gruppen interferometrische und optoelektronische Verfahren gliedern. Die Möglichkeiten zur interferometrischen Erfassung aller rotatorischen und translatorischen Abweichungen einer Linearführung werden vorgestellt und die erreichbaren Systemparameter sowie die auftretenden Messunsicherheiten werden anhand von Messungen diskutiert. In gleicher Weise werden die Möglichkeiten zur Messung der horizontalen und vertikalen Geradheit und des Rollwinkels auf Basis von optoelektronischen Positionssensoren behandelt.

Aufbauend auf den Ergebnissen der Einzeluntersuchungen wurde ein Messsystem zur simultanen Erfassung aller sechs translatorischen und rotatorischen Abweichungen einer Linearführung in fluchtender Messanordnung entwickelt. Die Messung von linearer Position, Nick- und Gierwinkel erfolgt dabei interferometrisch, während die Geradheitsabweichungen und der Rollwinkel mit optoelektronischen Positionssensoren erfasst werden. Das System bietet dabei die Möglichkeit mit aktivem oder passivem, kabellosem Reflektor zu messen. Darüber hinaus können alle Abweichungen auch in vier sequentiell durchgeführten Messungen interferometrisch bestimmt werden. Zur Umsetzung sich bei der Mehrkomponentenmessung bietender Möglichkeiten zur Korrektur systematischer Messabweichungen wird ein Schema der Messdatenverarbeitung angegeben.

## Abstract

The achievable parameters of manufacturing processes using high precision machine tools and coordinate measuring machines directly depend on the achieved positioning accuracy and respectively the uncertainty of measurement. To ensure stable parameters frequent inspections of the devices are necessary. Furthermore in precision applications the systematic deviations have to be considered in the machine control, which makes an exact knowledge of all systematic machine deviations inevitable.

The spatial positioning in machine tools and coordinate measuring machines is typically realized by three stacked linear stages, which are aligned with the axes of the coordinate system. The total deviation of the device results from the deviations of the stages and their position to each other. To characterize each linear stage three translational (linear position, horizontal and vertical straightness) and three rotational (pitch, yaw and roll angle) deviations have to be measured. State of the art is the sequential measurement of the single deviations preferably by optical methods.

The present thesis deals with investigations on optical measurement systems for the simultaneous acquisition of all deviations of a linear stage in an aligned measurement setup. The main goals are to reduce the measurement time for an inspection of a precision machine tool or coordinate measuring machine and to increase the measurement accuracy. The measurement range of the system has to accord to the increasing working range of precision devices.

The approaches to solving this can be structured in two main groups: interferometric methods and methods based on optoelectronic position sensors. The possibilities to acquire all rotational and translational deviations of a linear stage with interferometers are explored; the achievable metrological parameters and sources of measurement uncertainty are discussed. In the same way methods to measure horizontal and vertical straightness and roll with optoelectronic position sensors are treated.

Based on the findings of the investigations on various methods of measurement a system for the simultaneous acquisition of all six translational and rotational deviations in an aligned measurement setup was developed. Herein the measurement of linear position, pitch and yaw is done by an interferometer while the two straightness components and the roll angle are measured with optoelectronic position sensors. The system can be used with an active or a passive, wireless target. In addition to that it is possible to measure all components interferometrically in four sequential runs. A scheme for data processing in simultaneous measurements is given, that allows the correction of certain systematic measurement deviations.



## Inhalt

1	Einleitung .....	1
1.1	Motivation .....	1
1.2	Zielstellung.....	2
1.3	Aufbau der Arbeit .....	2
2	Stand der Technik .....	4
2.1	Lineare Positionsmessung .....	5
2.2	Verfahren zur Messung von Nick- und Gierwinkel.....	8
2.3	Geradheitsmessung .....	12
2.4	Verfahren zur Messung des Rollwinkels.....	16
2.5	Übersicht der Verfahren .....	20
3	Interferometrische Verfahren zur Winkel- und Positionsmessung.....	22
3.1	Grundlagen Interferometer.....	23
3.2	Planspiegelinterferometer mit erweitertem Messbereich .....	28
3.2.1	Funktionsweise Planspiegelinterferometer .....	28
3.2.2	Anpassung an große Messbereiche .....	33
3.2.3	Fehlereinflüsse bei der linearen Positionsmessung.....	39
3.3	Winkelmessung mit Mehrstrahl – Planspiegelinterferometern .....	56
3.3.1	Grundaufbau und Bestimmung der Winkelmesswerte .....	56
3.3.2	Basisabstand.....	59
3.3.3	Strahlparallelität.....	63
3.3.4	Optische und rechnerische Differenzbildung.....	72
3.4	Realisierung eines Mehrstrahlinterferometers für große Messbereiche .....	73
3.5	Interferometrische Geradheitsmessung .....	77

---

3.5.1	Geradheitsmessung mit Mehrstrahl-Planspiegelinterferometern .....	78
3.5.2	Fehlereinflüsse bei der interferometrischen Geradheitsmessung .....	80
3.5.3	Ausführungsformen .....	87
3.6	Interferometrische Rollwinkelmessung .....	88
4	Optoelektronische Verfahren zur Geradheits- und Rollwinkelmessung .....	94
4.1	Konzepte zur Geradheits- und Rollwinkelmessung mit positionsempfindlichen Detektoren.....	94
4.2	Positionsempfindliche Detektoren.....	100
4.2.1	Messablauf und Messaufbau .....	101
4.2.2	Eigenschaften der untersuchten positionsempfindlichen Detektoren .....	104
4.3	Fehlereinflüsse bei der optoelektronischen Geradheitsmessung.....	111
4.3.1	Brechzahlswankungen der Luft .....	112
4.3.2	Fremdlichteinflüsse .....	113
4.4	Zusammenfassung .....	117
5	Kombiniertes Sechssachs-Messsystem .....	119
5.1	Aufbau und Parameter des Systems .....	119
5.2	Messdatenverarbeitung .....	123
6	Zusammenfassung und Ausblick.....	125
	Literaturverzeichnis.....	129

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Permanent wachsende Ansprüche an die Genauigkeit von Fertigungsprozessen machen den Einsatz von hochgenauen Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten erforderlich. Grundlegender Bestandteil bei der Herstellung, Kalibrierung und Abnahme dieser Geräte bzw. Maschinen ist eine möglichst exakte Bestimmung der Mess- bzw. Positionierabweichungen im gesamten Arbeitsvolumen. Zur Erreichung höchster Präzision ist die Berücksichtigung dieser gemessenen systematischen Abweichungen unerlässlich.

Die räumliche Positionierung bei Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten wird typischerweise durch drei in Richtung der Raumachsen angeordnete, aufeinander aufbauende Linearführungen realisiert. Jede dieser Linearführungen kann durch drei translatorische (lineare Positionsabweichung und Geradheit) und drei rotatorische (Nick-, Gier- und Rollwinkel) Abweichungen von der idealen Führungsbahn charakterisiert werden. Bei bekannter Relativlage der Führungen zueinander können sämtliche Positionier- bzw. systematische Messabweichungen im Arbeitsvolumen bestimmt werden.

Die sequentielle Bestimmung der einzelnen Abweichungen ist bei einer solchen Vielzahl von Parametern (sechs Freiheiten je Linearführung und drei Winkel zwischen den Führungen) sehr zeit- und somit kostenintensiv. Zudem kann die gegenseitige Zuordnung der einzelnen Abweichungen jeder Linearführung nicht gewährleistet werden. Die Folge sind zahlreiche Entwicklungen auf dem Gebiet der Mehrkomponenten-Längen- und Winkelmesssysteme zur simultanen Erfassung mehrerer Freiheitsgrade.

Optische Verfahren sind durch die hohen erreichbaren Genauigkeiten und die Freiheit von mechanischen Rückwirkungen auf das Messobjekt besonders geeignet und im Bereich der Maschinenvermessung bereits etabliert.

Lasertracker dienen als eine Kombination von Laserinterferometern und Winkelencodern der Positionsbestimmung eines Messobjekts in einem großen Messvolumen. Dazu wird der Messstrahl eines Interferometers auf einen Messreflektor geregelt. Aus der interferometrisch gemessenen Länge und den Winkelwerten der Encoder kann die räumliche Position des Messobjektes bestimmt werden. Wird ein aktives Messobjekt eingesetzt, können zusätzliche Winkelinformationen zur vollständigen Lagebestimmung gewonnen werden [1]. Da die Län-

genmessung lateral zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls auf den Winkelmesswerten der Encoder basiert, ist die erreichbare Messunsicherheit groß, gemessen an den Anforderungen der Kalibrierung von Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten. Weiterentwicklungen auf Basis der Lasertracker erreichen deutlich geringere Messunsicherheiten, sind jedoch zur Vermessung einzelner Linearführungen nicht geeignet [2].

Eine andere Gruppe von Messgeräten dient der Bestimmung aller Abweichungen einer linear geführten Bewegung in fluchtender Messanordnung. Diese Systeme beruhen typischerweise auf der Verwendung unterschiedlicher Messverfahren für die einzelnen, zu bestimmenden Abweichungen.

Trotz zahlreicher Entwicklungen sind am Markt keine Messsysteme zur simultanen Bestimmung aller sechs Freiheitsgrade einer linear geführten Bewegung in beliebiger Raumrichtung verfügbar.

## **1.2 Zielstellung**

Zielstellung dieser Dissertation ist die Entwicklung eines kompakten, fasergekoppelten Messsystems zur simultanen Messung aller sechs Freiheitsgrade in fluchtender Messanordnung. Das System soll auf dem in Kooperation des Instituts für Prozessmess- und Sensortechnik und der SIOS Meßtechnik GmbH entstandenen Dreistrahl-Planspiegelinterferometer basieren [3], [4]. Dabei sind gemäß den geforderten Genauigkeiten bei der Kalibrierung von Koordinatenmessgeräten Positionsmessunsicherheiten von weniger als  $0,1\text{ }\mu\text{m}$  für die translatorischen Freiheitsgrade und weniger als  $0,1''$  für die rotatorischen Freiheitsgrade zu realisieren. Eine besondere Herausforderung stellt der große geforderte Messweg von 15 m dar, der den immer weiter wachsenden Arbeitsvolumina von Koordinatenmessgeräten Rechnung tragen soll.

## **1.3 Aufbau der Arbeit**

Zunächst werden in einem Kapitel der aktuelle Stand der Technik in Bezug auf Verfahren zur Erfassung der einzelnen translatorischen und rotatorischen Abweichungen einer linear geführten Bewegung sowie entsprechende Mehrkomponentenmessverfahren analysiert.

Gegenstand des folgenden Kapitels ist die lineare Positionsmessung und die abgeleitete Winkelmessung. Ausgehend von der Beschreibung der Funktionsweise des Dreistrahlinterferometers als Grundkomponente des Messsystems werden Maßnahmen zur Anpassung an

die gestellten Systemanforderungen beschrieben. Dabei wird im Speziellen auf Methoden zur Vergrößerung des zulässigen Verfabrbereichs eingegangen. Es werden weiterhin verschiedene interferometrische Verfahren zur sequentiellen Geradheits- und Rollwinkelmessung auf Basis von Mehrstrahlinterferometern vorgestellt.

Das vierte Kapitel behandelt die Geradheits- und Rollwinkelmessung auf Grundlage von positionsempfindlichen Detektoren (PSD). Die Eignung verschiedener Detektortypen für das Messsystem wird untersucht. Außerdem wird auf mit der Umlenkung der Laserstrahlen durch Tripelreflektoren verbundene Probleme und mögliche Korrekturalgorithmen eingegangen.

Im fünften Kapitel wird die technische Umsetzung eines Sechssachs-Messsystems vorgestellt. Ausgehend von den in den ersten Kapiteln angestellten Betrachtungen zu Messabweichungen werden Möglichkeiten zur Korrektur von systematischen Messabweichungen als besonderer Vorteil der Mehrachsmessung aufgezeigt.

## 2 Stand der Technik

Die Leistungsfähigkeit von Präzisionswerkzeugmaschinen (PWZM) und Koordinatenmessgeräten (KMG) wird maßgeblich durch ihre Positionierungsicherheit bestimmt. Bei der Endabnahme und Kalibrierung müssen alle Beiträge ihrer räumlichen Positionierungsicherheit erfasst werden. Diese setzt sich aus den Positionierabweichungen der einzelnen Achsen sowie der Relativlage dieser Achsen zueinander zusammen [5]. Typischerweise werden die Achsen durch Linearführungen realisiert. Die Hauptmessaufgabe besteht somit in der Charakterisierung der Ablaufgenauigkeit einer linear geführten Maschinenkomponente. Dazu müssen neben der linearen Positionierabweichung die Abweichung der Geradlinigkeit der Bewegung sowie die Winkelabweichungen erfasst werden. Die Bestimmung der Winkelabweichungen hat getrennt von der Messung der Geradheitsabweichungen zu erfolgen, da die Winkelabweichungen diese direkt beeinflussen [6] <sup>1</sup>.

In der Norm ISO 10360 [7] (und VDI 2617 [8]) werden Messabweichungen bei KMG behandelt, während ISO 230 [6] die Prüffregeln für Werkzeugmaschinen festlegt. ISO 230 geht dabei jedoch auch spezifisch auf die zu verwendenden Messverfahren ein, wobei sich der Teil 1: „Geometrische Genauigkeit von Maschinen, die ohne Last oder unter Schlichtbedingungen arbeiten“ bezüglich der Messverfahren auf KMG übertragen lässt, sofern die verwendeten Verfahren die erforderliche Genauigkeit erreichen. Im weiteren Verlauf der Arbeit wird die strikte Unterscheidung zwischen der Messung an Koordinatenmessgeräten und Präzisionswerkzeugmaschinen aufgegeben, da die Messaufgaben für das zu entwickelnde Messgerät in beiden Fällen gleich sind und ohnehin die jeweils härteren Anforderungen bezüglich der Messunsicherheit erfüllt werden müssen.

In diesem Kapitel wird in gewisser Analogie zu ISO 230 ein Überblick über verschiedene Verfahren zur Messung der gesuchten rotatorischen und translatorischen Positionierabweichungen in fluchtender Messanordnung gegeben. Entsprechend der Grundforderung nach einem berührungslosen Messgerät beschränkt sich die Betrachtung weitgehend auf optische Messverfahren. Am Ende des Kapitels werden die technischen Parameter der einzelnen Verfahren in einer tabellarischen Übersicht gegenübergestellt. Die Analyse des Stands der Tech-

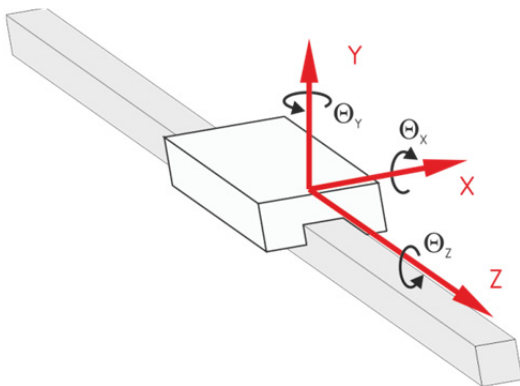
---

<sup>1</sup> Daher wird an dieser Stelle auf eine Beschreibung der nach der Höhenmethode aus Winkelmesswerten abgeleiteten Geradheitsmessung verzichtet. Bei dem genannten Verfahren wird die Geradheitsabweichung einer Führung aus den Winkellagen und der Basislänge des Führungsschlittens bestimmt [6 S. 12].

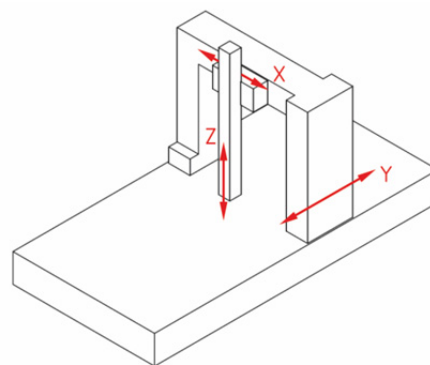
nik bildet die Grundlage für die Auswahl geeigneter Verfahren für das Mehrachs-Messsystem.

### *Bezeichnung der Koordinatenachsen und Bewegungsrichtungen*

In dieser Arbeit wird entsprechend DIN 66217 zur Bezeichnung der Koordinatenachsen „ein rechtshändiges, rechtwinkliges Koordinatensystem mit den Achsen X, Y und Z, das auf die Hauptführungsbahnen der Maschine ausgerichtet ist [...]“ [9 S. 1] verwendet. Die Ausrichtung des Koordinatensystems von Präzisionswerkzeugmaschinen bzw. Koordinatenmessgeräten ist in [10] und [9] bzw. [7] beschrieben. Abb. 2.2 stellt beispielhaft die Bezeichnung der Achsen eines KMG in Brückenbauweise dar, an der sich auch die Bezeichnungen in dieser Arbeit orientieren. Jede der Achsen im KMG repräsentiert eine Linearführung. Die Beschreibung der geometrischen Abweichungen von einer idealen Linearführung erfolgt für die jeweilige Achse gemäß Abb. 2.1, so dass die Hauptbewegungsrichtung der Achse Z ist.  $\Delta Z$  entspricht somit der linearen Positionsabweichung.  $\Delta X$  und  $\Delta Y$  sind die horizontale bzw. vertikale Geradheitsabweichung in der zur Bewegungsrichtung senkrechten X-Y Ebene. Die rotatorischen Bewegungen sind mit  $\Theta_x$ ,  $\Theta_y$  und  $\Theta_z$  bezeichnet, wobei die Indices die jeweilige Drehachse kennzeichnen.



**Abb. 2.1** Richtungsbezeichnungen an Linearachse



**Abb. 2.2** Koordinatenbezeichnung an KMG in Brückenbauweise gemäß ISO 10360-1 [7]

## **2.1 Lineare Positionsmessung**

Die Bestimmung der linearen Position, d.h. der Position in Richtung des Messweges, ist für die Bestimmung der Positionsabweichung von PWZM und der Längenmessabweichung von KMG in zweierlei Hinsicht von größter Bedeutung. Zum einen kann die Positionierabweichung der einzelnen Linearachsen bestimmt werden, was wichtiger Bestandteil der Charakterisierung sämtlicher geometrischer Abweichungen des Systems ist. Zum anderen beruhen die Prüfverfahren zur Bestimmung der Längenmessabweichung des gesamten KMG nach

[11], also der räumlichen Positionierungsunsicherheit, auf der Messung verschiedener Prüflängen im Messvolumen. Die Messung besteht aus linearen Positionsmessungen entlang der vier Raumdiagonalen (eines Quaderförmigen Messvolumens) und Messungen parallel zu den Geräteachsen [11 S. 13]. Gefordert ist dabei: „Die längste kalibrierte Prüflänge muss mindestens 66 % des maximal möglichen Messbereichs des KMG entlang der Messlinie über die Länge des kalibrierten Prüfkörpers betragen.“ [11 S. 12] An dieser Stelle seien kurz die Parallelendmaße erwähnt, da sie als Maßverkörperung bei der Abnahme von KMG besonders etabliert sind. Mit ihnen können typische Längen von 100 ... 2500 mm [12] realisiert werden. Obwohl es zulässig ist, Längennormale überlappend aneinanderzusetzen [11 S. 24], ist offensichtlich, dass die Handhabung solcher Anordnungen mit gegenständlicher Maßverkörperung für die in dieser Arbeit angestrebten Achslängen<sup>2</sup> von bis zu 10 m besonders in Hinblick auf die Messung von Raumdiagonalen, technisch kaum realisierbar ist.

### *Laserinterferometer*

Moderne Interferometer zur Präzisionslängenmessung in KMG und PWZM basieren auf dem im 19. Jh. entwickelten Michelson Interferometer [13]. Die Längenmessung mit Interferometern beruht auf der Überlagerung kohärenter Lichtbündel. Die Weginformation ist in der Phasenlage der überlagerten Lichtwellen enthalten und kann anhand der entstehenden Interferenzerscheinung gemessen werden. Durch die Entwicklung von Lichtquellen mit großen Kohärenzlängen in Form von Gaslasern ab 1960 [14] und photoelektrischen Auswertungen der Interferenzerscheinungen haben Interferometer in der Maschinenvermessung Einzug gehalten [15]. Die interferometrische Längenmessung ist ein Inkrementalverfahren, d.h. es werden stets Wegdifferenzen gemessen. Maßstab der Messung ist dabei die Wellenlänge des verwendeten Lasers. Die Stabilität der Laserwellenlänge  $\lambda$  liegt bei für industrielle Längenmessungen eingesetzten Lasern typischerweise im Bereich  $\Delta\lambda/\lambda \leq 10^{-8}$  [16], [17]. Darüber hinaus kann die Wellenlänge der einzelnen Laser mit sehr geringen Messunsicherheiten durch Vergleich mit Referenzlasern von Staatsinstituten und sekundären Normalen kalibriert werden. Somit wird eine direkte Rückführbarkeit auf die Meterdefinition [18 S. 112] gewährleistet.

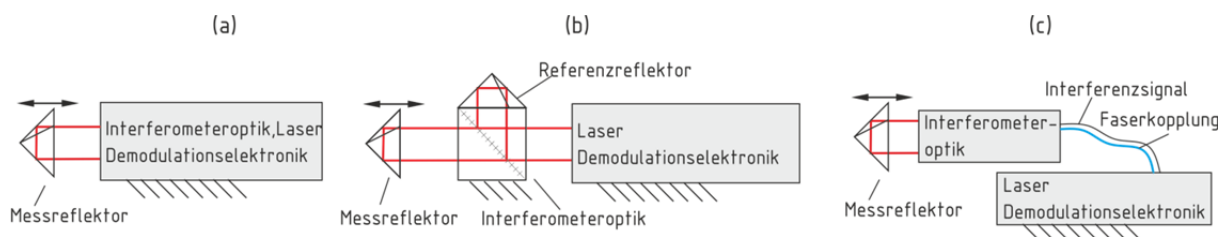
Die zur Maschinenkalibrierung eingesetzten Interferometer lassen sich bezüglich ihres Aufbaus in zwei Gruppen einteilen, die hier als integrierte Interferometer ([19], [20]) und klassi-

---

<sup>2</sup> Die zu messenden Raumdiagonalen sind je nach Abmessungen der KMG entsprechend größer.



sche Interferometer ([21], [22], [23]) bezeichnet werden sollen. Integrierte Interferometer bestehen aus zwei Funktionsgruppen. Eine beinhaltet die Lichtquelle (typischerweise in Form eines stabilisierten He-Ne-Lasers), Vorverstärker und Demodulationselektronik sowie Strahlteiler und Referenzreflektor. Die zweite Funktionsgruppe stellt der Messreflektor dar. Bei klassischen Interferometern bilden zumeist der stabilisierte He-Ne-Laser und die Auswerteelektronik eine Einheit, während das eigentliche Interferometer (Strahlteiler, Mess- und Referenzreflektor) getrennt angeordnet ist. Auf diese Weise können verschiedene Interferometeranordnungen verwendet werden, um sequentiell mehrere geometrische Größen zu erfassen. Grundsätzlich ist für die Stabilität der Interferometeranordnung in erster Linie die Relativlage von Messreflektor, Strahlteiler und Referenzreflektor entscheidend. Hierbei lassen sich mit beiden Interferometerarten gute Stabilitätswerte erzielen. Bei Interferometern klassischer Bauweise auftretende Richtungsschwankungen der Lichtquelle führen zu Messabweichungen zweiter Ordnung. Ein weiterer Nachteil der klassischen Interferometeranordnungen ist der höhere Justageaufwand, wodurch die Gesamtmesszeit im Vergleich zu Messungen mit integrierten Interferometern höher ist. Dies gilt insbesondere für raumdiagonale Messungen. Die Beeinflussung des Messobjektes durch die thermische Verlustleistung der verwendeten Laserröhre ist ein bei der Kalibrierung von KMG und PWZM hoher Genauigkeitsklassen nicht vernachlässigbarer Faktor. Dieser Problematik kann nur durch die Verwendung von fasergekoppelten Interferometern, die eine räumliche Trennung von der Lichtquelle ermöglichen, begegnet werden. [17], [24]. Fasergekoppelte Miniaturinterferometer [25] bestehen aus drei Funktionsgruppen, dem Messreflektor, der Interferometeroptik mit fotoelektrischer oder fasergekoppelter Abtastung sowie einer fasergekoppelte Lichtquelle, die mit der Demodulationselektronik in einer Einheit zusammengefasst ist. Diese Anordnungen überwinden die bei anderen integrierten Interferometern auftretende Problematik der thermischen Beeinflussung der Interferometeroptik durch die Laserlichtquelle.



**Abb. 2.3** (a) integriertes Interferometer, (b) klassisches Interferometer, (c) Miniaturinterferometer

Die erreichbare Messunsicherheit der interferometrischen Längenmessung wird maßgeblich durch die Schwankungen der Brechzahl der Luft entlang der Messstrecke bestimmt. Neben

einem niederfrequenten Anteil, der durch Erfassung der Umgebungsparameter korrigiert werden kann, existiert ein höherfrequenter Anteil, der sich aus den kurzzeitigen Ausgleichsvorgängen ergibt. Das resultierende Rauschen der Messwerte kann durch Mittelung verringert werden, wodurch sich die Messzeit jedoch verlängert. Die Beeinflussung optischer Messungen durch Brechzahlswankungen und mögliche Gegenmaßnahmen werden im Kapitel 3.2.3 detailliert behandelt.

**Tabelle 2.1** Auswahl am Markt erhältlicher Interferometersysteme zur Messung an KMG und PWZM

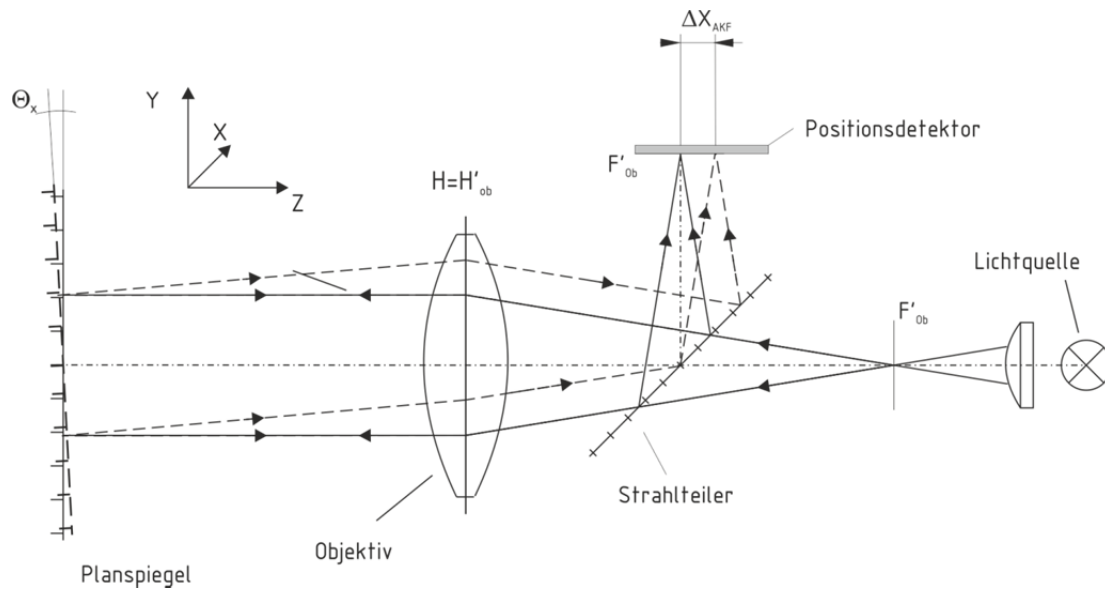
<b>Hersteller</b>	<b>Interferometer Typ</b>	<b>Messbereich</b>	<b>Auflösung</b>	<b>Verfahr- geschwindigkeit</b>
Zygo [26]	heterodyn	10 m	0,15 nm	2,55 m/s
Limtek [27]	homodyn	40 m	1,25 nm	1 m/s
SIOS [28]	homodyn	5 m	0,1 nm	0,8 m/s
Agilent 10737L/R [29]	heterodyn	10 m	0,6 nm	5,6 m/s
StatusPro [30]	heterodyn	30 m	10 nm	2 m/s
Renishaw ML-10 [22]	homodyn	40 m	1 nm	4 m/s

## 2.2 Verfahren zur Messung von Nick- und Gierwinkel

Die linear geführte Bewegung eines Bauteils ist, bedingt durch die geometrischen Abweichungen der Führung sowie der Lager, stets von rotatorischen Bewegungen begleitet. Nick- und Gierwinkel resultieren aus den Winkelbewegungen um die X – bzw. Y-Achse (Abb. 2.1). Die zugeordneten Bewegungen heißen Nicken und Gieren bzw. Stampfen und Gieren [6].

### *Autokollimationsfernrohr*

Autokollimationsfernrohre (AKF) sind seit Langem im Bereich der Maschinenvermessung etabliert [4], [31]. Sie ermöglichen typischerweise die simultane Bestimmung des Nick- und Gierwinkels einer optisch reflektierenden Planfläche, die in der Ausgangslage senkrecht auf der optischen Achse des Systems steht. Abgeleitete Größen wie Geradheit, Parallelität und Rechtwinkligkeit können ebenfalls ermittelt werden. Zur Winkelmessung wird eine Zielmarke im Brennpunkt der Objektivlinse angeordnet, so dass sie nach Unendlich abgebildet wird.



**Abb. 2.4** Autokollimator mit elektronischer Datenerfassung

Das austretende parallele Strahlbündel wird am Planspiegel reflektiert. Steht der Spiegel senkrecht auf der optischen Achse, so wird das reflektierte Licht im Brennpunkt auf den Empfänger abgebildet, kippt der Spiegel, so wandert die abgebildete Zielmarke auf dem Empfänger aus. Die Position der Zielmarke auf dem Empfänger ist:

$$\Delta X_{AKF} = f_{Ob} \cdot 2\theta_x \quad (2.1)$$

$$\Delta Y_{AKF} = f_{Ob} \cdot 2\theta_y \quad (2.2)$$

Je nach Bauform kann die Kombination Zielmarke-Empfänger als Fadenkreuz und Mattscheibe zur visuellen Auswertung mit Messokular<sup>3</sup> [32], als Schlitzblenden in Kombination mit Zeilen CCD Sensoren oder als Laserstrahl (die Zielmarke ist in diesem Fall die Strahltaile des Beleuchtungslasers) in Kombination mit einer CCD-Matrix oder PSD [33] ausgeführt sein.

Die Messauflösung ist, wie aus (2.1) und (2.2) ersichtlich wird, proportional zur Brennweite des Systems. Die von kommerziellen Geräten erreichte Messauflösung liegt bei 0,005" (Elcomat HR mit einer Brennweite  $f = 1100$  mm [34]). Für solche hochgenauen Systeme, die für Messwege bis 4 m geeignet sind, können Kalibrierunsicherheiten von 0,007" erreicht werden [35]. Mit zunehmender Brennweite nimmt bei gleicher Empfängergröße jedoch der Messbereich ab. Ebenso nimmt bei Vergrößerung des Abstands zum Messspiegel der zulässige Kippwinkel ab, bei dem gerade noch ein zur Signalauswertung ausreichender Anteil des parallelen Strahlbündels durch die Eintrittsapertur auf den Empfänger reflektiert wird. Der

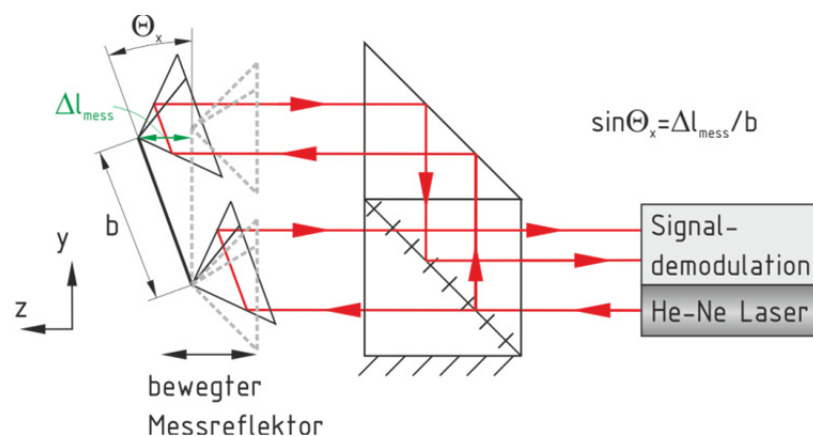
<sup>3</sup> Messokular und Objektivlinse bilden in diesem Fall ein Fernrohr, wobei das Objektiv gleichzeitig als Kollimator dient. Daher folgt die Bezeichnung Autokollimationsfernrohr. Da bei Auswertung mit elektronischen Positionsdetektoren meist kein Okular vorhanden ist, wird hier häufig auch nur der Begriff Autokollimator verwendet.

Messbereich ist also vom Messabstand abhängig, so dass er beispielsweise für einen Messabstand von 20 m nur noch 260“ beträgt gegenüber 2000“ bei 2,5 m. Dies macht bei großen Messwegen eine präzise Ausrichtung des Systems erforderlich. Es existieren jedoch Systeme, die diese Abhängigkeit des Messbereichs vom Messabstand durch Verwendung des vignettierenden Feldblendenverfahrens vermeiden [36]. Der Messbereich dieser Geräte ist mit 1,35° bis 5° sehr groß, wobei die Reproduzierbarkeit für Messabstände bis 10 m jedoch mit 0,7“... 9“ [37] für die Messung an Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten nicht geeignet ist.

Die Winkelmessung mit dem Autokollimationsfernrohr wird wie alle optischen Messverfahren entscheidend durch die Brechzahl des umgebenden Mediums, also typischerweise Luft, beeinflusst [38].

### *Winkelinterferometer*

Der Einsatz von Interferometern mit mehreren parallelen Messstrahlen ermöglicht die Bestimmung von Nick- und Gierwinkel [3], [39], [40]. Der Winkelwert folgt dabei direkt aus der Differenz zweier Längenmessungen  $\Delta l$  und ihrem lateralen Abstand  $b$ . Der Messbereich der interferometrischen Winkelmessung ist lediglich durch die zulässigen Kippwinkel des Reflektors beschränkt und kann bei auf Tripelprismen basierenden Interferometern einige Grad betragen. Da bei der interferometrischen Längenmessung die Auflösung vom Messbereich unabhängig ist, kann die Winkelmessauflösung durch Vergrößerung der Basislänge  $b$  nahezu beliebig gesteigert werden.



**Abb. 2.5** Klassisches Winkelinterferometer mit optischer Differenzbildung

Ein ähnliches Verfahren, dessen Grundlage ein Heterodyn-Michelson Aufbau mit Planspiegeln ist, wird in [41] vorgestellt. Das Interferenzbild wird hier mit einem segmentierten Foto-

empfänger abgetastet. Bei senkrecht auf Mess- und Referenzstrahl stehenden Spiegeln sind keine Streifen zu beobachten, alle Segmente werden gleichermaßen mit der Beatfrequenz (Schwebungsfrequenz) beleuchtet. Kippt der Messspiegel, so ändert sich die Phasenlage in der durch den Empfänger definierten lateralen Beobachtungsebene (Interferenzstreifen - siehe dazu Gleichung 2.15). Die Phasenlage zwischen den Signalen der einzelnen Segmente des Empfängers ist somit ein Maß für den Kippwinkel. Der Basisabstand der Winkelmessung wird durch die Schwerpunkte der Empfängersegmente vorgegeben. Der Messbereich ist auf eine Interferenzordnung beschränkt, d.h. auf den Winkel bei dem genau ein heller und ein dunkler Interferenzstreifen den Empfänger beleuchten.

Der Einfluss von Brechzahlchwankungen entlang der Messstrecke auf die Winkelmesswerte bestimmt wie bei der interferometrischen Längenmessung die Messunsicherheit der interferometrischen Winkelmessung.

**Tabelle 2.2** Systeme zur Messung von Nick- und Gierwinkel

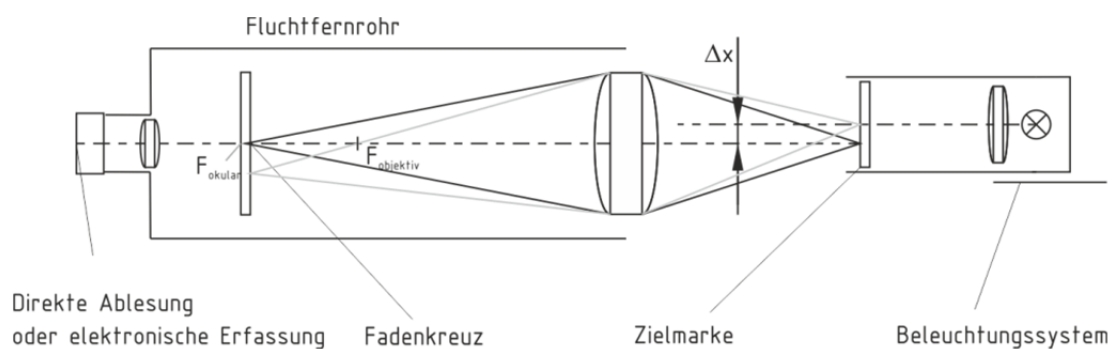
<i>Hersteller</i>	<i>Verfahren</i>	<i>Messbereich</i>	<i>Verfahrbereich in z-Richtung</i>	<i>Auflösung</i>
Zygo [26]	Interferometer	k.A.	k.A.	$\Theta_x : 0,0044''$ $\Theta_y : 0,0022''$
Limtek [27]	Interferometer	$\pm 10^\circ$	20 m	0,01''
SIOS SP-TR [42]	Interferometer	$\pm 2'$	2 m	0,002''
Agilent 10735 [29]	Interferometer	$\pm 3,4'$	10 m	$\Theta_x : 0,005''$ $\Theta_y : 0,006''$
Renishaw [22]	Interferometer	$\pm 10^\circ$	15 m	0,01''
StatusPro [30]	Interferometer	$\pm 5^\circ$	15 m	0,04''
Möller Wedel (Elcomat HR, ELCOMAT vario 500/65) [34]	AKF	$\pm 5'$	4 m	0,005''
		$\pm 6'$	12 m	0,05''

## 2.3 Geradheitsmessung

Abweichungen der Geradheit einer linear geführten Bewegung, wie sie bei KMG und PWZM entlang jeder Achse auftreten, können als zwei lineare Abweichungen senkrecht zur idealen Bewegungsbahn der jeweiligen Achse beschrieben werden. Da gleichzeitig stets auch Winkelabweichungen auftreten, bezieht sich die gemessene Geradheitsabweichung immer nur auf die Bewegungsbahn eines repräsentativen Punktes oder eines Funktionspunktes [6]. Sind die Winkelabweichungen bekannt, so kann die Geradheitsabweichung für jeden beliebigen Punkt des geführten Teils bestimmt werden. Die Messung der Geradheit erfolgt in Bezug zu einer Referenzgeraden, die gegenständlich (Prüflinial oder Spanndraht) oder virtuell (Optische Achse) realisiert sein kann [43]. Für die gegenständliche Realisierung der Geradheitsreferenz ergeben sich hinsichtlich der Handhabbarkeit für große Messwege die gleichen Probleme wie bei der Kalibrierung der linearen Position mit Endmaßen (siehe 2.1). Mit Hilfe optischer Verfahren, die kollimierte Laserstrahlung oder die optische Achse eines Systems als Bezug verwenden, können im Gegensatz dazu Geradheitsmessungen über große Entfernungen realisiert werden.

### *Fluchtfernrohr*

Das Messsystem besteht aus einer homogen beleuchteten Zielmarke, die entlang der zu messenden Führung bewegt wird, und einem Fernrohr, das auf diese Zielmarke eingestellt wird. Anhand einer sich in der Zwischenbildebene des Fernrohrs befindlichen Skala kann die laterale Verschiebung der Zielmarke abgelesen werden. Fluchtfernrohre mit visueller Ableseung, die Auflösungen von  $2\text{ }\mu\text{m}$  [44] erreichen, werden häufig für Ausrichtaufgaben eingesetzt.



**Abb. 2.6** Aufbau Fluchtfernrohr

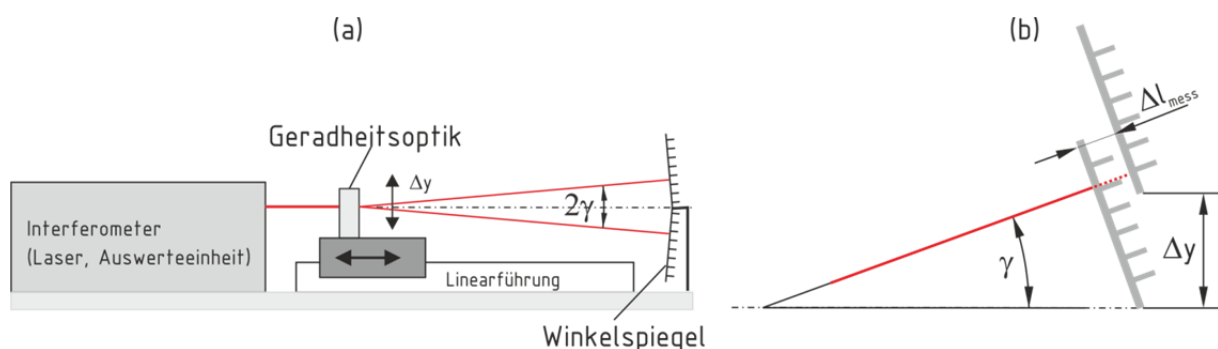
Mit einer elektronischen Auswertung sind höhere Auflösungen erreichbar, wobei die Notwendigkeit auf die Zielmarke zu fokussieren für automatisierte Messungen einen komplexen Systemaufbau mit sich bringt. Modifizierte Aufbauten mit divergentem Strahlengang und als Retroreflektoren ausgeführte Zielmarken [36] erreichen mit elektronischer Bildauswertung für Messwege bis 10 m Reproduzierbarkeiten von  $0,4 \mu\text{m} \dots 10 \mu\text{m}$  [45].

### *Interferometrische Geradheitsmessung*

Die interferometrische Messung der Geradheit beruht auf der Messung der Relativbewegung von Geradheitsoptiken und einem Spiegel. Die Geradheitsoptik dient hierbei der Ablenkung der Messstrahlen des Interferometers auf einen Winkelspiegel. Wie in Abb. 2.7 (b) dargestellt, führt eine laterale Verschiebung des Winkelspiegels zu einer Änderung der optischen Weglänge:

$$\Delta l_{\text{mess}} = \Delta y \cdot \sin \gamma \quad (2.3)$$

Für eine symmetrische Anordnung wie in Abb. 2.7 (a) ändert sich die Weglänge der beiden Strahlen durch eine Verschiebung des Spiegels gegenläufig. Die Differenz der Weglängenänderung ist somit  $\Delta l_{\text{Geradheit}} = 2\Delta l_{\text{mess}}$ . Gleiches gilt für eine laterale Verschiebung der Geradheitsoptik bei ruhendem Winkelspiegel. Da ein Kippen des Winkelspiegels große Messabweichungen verursacht, während Kippungen der Geradheitsoptik lediglich zu geringen Fehlern führen, [46 S. 15f] wird stets die Geradheitsoptik bei ruhendem Winkelspiegel entlang der zu messenden Führung bewegt. Außerdem stellt die Symmetrieachse des Winkelspiegels gewissermaßen die Referenzgerade der Messanordnung dar und sollte schon daher während der Messung nicht verschoben werden [47].



**Abb. 2.7** (a) Aufbau Geradheitsinterferometer, (b) Strahlengang bei Verschiebung des Winkelspiegels

Wie aus Gleichung (2.3) ersichtlich wird, steigt die Empfindlichkeit der interferometrischen Geradheitsmessung mit zunehmendem Winkel zwischen den Strahlen. Beschränkt wird die

Auflösung durch die Größe der Spiegelflächen des verwendeten Winkelspiegels, welche vom Messweg entlang der Führung und dem Winkel  $\gamma$  abhängt:

$$L_{\text{Spiegel}} = L_{\text{Messweg}} \cdot \sin \gamma \quad (2.4)$$

Typischerweise werden für kleine ( $< 3 \text{ m}$ ) und große Messwege ( $< 30 \text{ m}$ ) unterschiedliche Geradheitsoptiken eingesetzt (z.B.  $\gamma_{3\text{m}} = 1,5916^\circ$ ,  $\gamma_{30\text{m}} = 0,1592^\circ$  [29]), um technisch gut realisierbare Abmessungen der Spiegelflächen ( $L_{\text{Spiegel}} < 50 \text{ mm}$ ) zu erreichen. Folglich unterscheidet sich die Auflösung der Systeme, wobei für kurze Messwege theoretisch höhere Auflösungen erreichbar sind (z.B.  $A_{4\text{m}} = 0,01 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $A_{30\text{m}} = 0,1 \text{ }\mu\text{m}$  [22]). Der Messbereich entspricht der zulässigen lateralen Verschiebung der Geradheitsoptik und wird durch deren freie Apertur beschränkt ( $MB_{\text{Int-Geradheit}} \leq 1,5 \text{ mm}$ ). Die Messunsicherheit wird wie bei der interferometrischen Längenmessung maßgeblich durch die Umgebungsbedingungen beeinflusst. Gewisse Vorteile ergeben sich dabei durch die symmetrische Strahlführung, insbesondere für niederfrequente Brechzahlswankungen, da diese sich auf beide Messstrahlen gleichermaßen auswirken. Höherfrequente Anteile führen dagegen in Abhängigkeit vom Messabstand und dem sich daraus ergebenden Abstand zwischen den Strahlen zu starken Signalschwankungen. Weiterhin wird die erreichbare Messunsicherheit durch die Qualität der verwendeten Optiken bestimmt. Eine weiterführende Betrachtung der Einflussfaktoren erfolgt im Abschnitt 3.5.

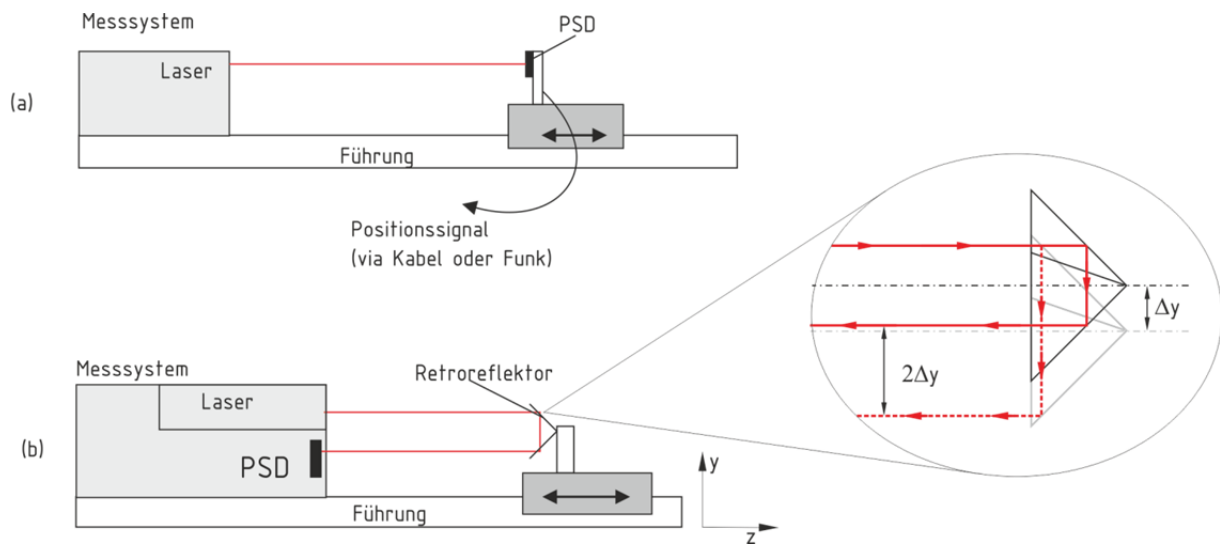
### *Optoelektronische Geradheitsmessung*

Ein weiterer Ansatz zur Messung der Geradheit ist die Verwendung eines Laserstrahls als Bezugslinie. Im einfachsten Falle wird zur Messung der Geradheit ein Detektor, der die laterale Strahlposition misst, entlang der zu messenden Führung verfahren und die Relativlage von Detektor und Strahlachse bestimmt (Abb. 2.8 (a)). Auf spezielle Bauformen derartiger Detektoren wie CCD- und CMOS-Sensoren und positionsempfindliche Detektoren (PSD) wird in Kapitel 4.2 näher eingegangen. Eine andere Variante ist die Verwendung von Retroreflektoren (Abb. 2.8 (b)), diese reflektieren den Messstrahl parallelversetzt zu sich selbst. Wird der Reflektor lateral zur Strahlachse verschoben, verlagert sich der reflektierte Strahl um den doppelten Betrag der Verschiebung. Somit wird eine Empfindlichkeitsverdopplung erzielt [48]<sup>4</sup>. Ein weiterer Vorteil dieser Methode ist, dass der Detektor ortsfest an der Strahlquelle

<sup>4</sup> Durch mehrfache Reflektion über den Tripelreflektor kann eine weitere Empfindlichkeitssteigerung erzielt werden [151], wobei allerdings die freie optische Wegstrecke und somit die Messabweichungen durch Brechzahlswankungen der Luft ebenfalls zunehmen.



angeordnet werden kann, während der Reflektor verschoben wird. So kann eine Beeinflussung des Messobjektes durch Kabelzuführungen vermieden werden.



**Abb. 2.8** Geradheitsmessung mit positionsempfindlichen Detektoren (PSD)

Dies ist auch durch Funkdatenübertragung erreichbar [19], was allerdings größere Sensorköpfe erfordert und Latenzen bei der Datenübertragung mit sich bringt. Die Messunsicherheit wird typischerweise im Bereich von  $2\ \mu\text{m}$  [49] bis  $0,2\ \mu\text{m}$  (Messbereich  $\pm 0,1\ \text{mm}$  [19]) angegeben, wobei die unter realen Messbedingungen erreichbaren Werte, bedingt durch den starken Einfluss von Brechzahlswankungen entlang der Messstrecke, deutlich höher liegen.

Ein großer Vorteil dieser Methode der Geradheitsmessung ist, dass horizontale und vertikale Geradheit durch einen einzigen Detektor erfassbar sind, wodurch eine einfache Integrierbarkeit in ein kompaktes Messsystem gewährleistet wird.

**Tabelle 2.3** Systeme zur Messung der Geradheit

Hersteller	Typ	Messbereich	Verfahrbereich in z-Richtung	Auflösung
On-Trak (OT-7000 TS4) [50]	PSD	$\pm 20\ \text{mm}$	300 m	$10\ \mu\text{m}$
Limtek [27]	CCD	$\pm 3\ \text{mm}$	k.A.	$0,5\ \mu\text{m}$
Agilent [29]	Interferometer	$\pm 1,5\ \text{mm}$ $\pm 1,5\ \text{mm}$	0,1 m - 3 m 1 m - 30 m	$0,01\ \mu\text{m}$ $0,1\ \mu\text{m}$
StatusPro [30], [49]	Interferometer PSD	k.A. $20 \times 20\ \text{mm}^2$	3 m k.A.	$0,5\ \mu\text{m}$ $2\ \mu\text{m}$
Renishaw [22]	Interferometer	$\pm 2,5\ \text{mm}$ $\pm 2,5\ \text{mm}$	0,1 m - 4 m 1 m - 30 m	$0,01\ \mu\text{m}$ $0,1\ \mu\text{m}$

## 2.4 Verfahren zur Messung des Rollwinkels

Die Bestimmung des Rollwinkels mit höchster Genauigkeit in fluchtender Messanordnung stellt eine besonders anspruchsvolle Messaufgabe bei der Kalibrierung von Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten dar. Häufig kommen dazu beispielsweise elektronische Libellen [51], [52], [53] zum Einsatz. Diese weisen jedoch eine geringe Dynamik auf und sind außerdem, da das Messprinzip schwerkraftbasiert ist, nicht für vertikale Verfahrrachsen einsetzbar. In der Literatur wurden zahlreiche optische Verfahren der Rollwinkelmessung vorgestellt. An dieser Stelle soll auf die zur Vermessung von KMG und PWZM geeignetsten Verfahren eingegangen werden.

### *Messung mit Winkelinterferometer oder Autokollimationsfernrohr*

Ein Planspiegel wird auf der zu vermessenden Führung bewegt, wobei er so angeordnet ist, dass die Spiegelnormale senkrecht und die Längsachse des Spiegels parallel zur Verfahrrichtung sind [54]. Durch ein orthogonal zur Bewegungsrichtung angebrachtes Messsystem wird die Winkellage des Spiegels erfasst (siehe hierzu 2.2). Als Winkelmesssystem kann hierbei ein Autokollimationsfernrohr oder ein Mehrstrahl-Planspiegelinterferometer verwendet werden. Mit dem Verfahren sind hohe Auflösungen für die Rollwinkelmessung erreichbar ( $0,005''$ ), jedoch ist der Messbereich entlang der Führung auf die Länge des Messspiegels beschränkt. Da die Spiegeloberfläche als Bezugsebene dient, sind hohe Ebenheiten erforderlich, was eine solide Bauform und somit ein hohes Gewicht des Messspiegels bedingt. Die von der zu vermessenden Führung getragene Last verursacht elastische Verformungen innerhalb der Maschinengeometrie und wirkt sich weiterhin auf das dynamische Verhalten der Maschine aus. Daher ist sie insbesondere bei Messungen mit hoher Präzision so gering wie möglich zu halten. Um die Beschränkung des Messbereichs durch das Gewicht des Messspiegels zu umgehen, sind auch Aufbauten möglich, bei denen das Winkelmesssystem auf der Führung bewegt wird und gegen einen ruhenden Spiegel misst. Das beschriebene Verfahren erfüllt nicht die Forderung nach einer fluchtenden Messanordnung und ist durch den geringen Messbereich sowie den hohen technischen Aufwand nur bedingt zur Vermessung von KMG und PWZM im industriellen Umfeld geeignet. Wegen der im Vergleich zu anderen Verfahren hohen Messauflösung und geringen erreichbaren Messunsicherheiten sollte es an dieser Stelle dennoch genannt werden.

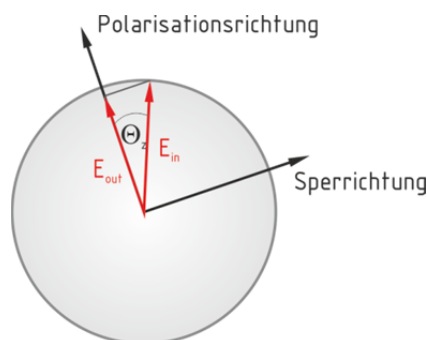
### *Polarisationsoptische Rollwinkelmessung*

Als Bezugsebene dient bei diesem Verfahren die Polarisationssebene eines linear polarisierten Laserstrahls. Im einfachsten Fall wird bei der Messung ein Polarisator auf der Führung bewegt und die Intensität hinter dem Polarisator gemessen. Polarisatoren sind optische Bauelemente, welche die Lichtausbreitung in nur einer Schwingungsebene zulassen. Das heißt, der Transmissionsgrad in dieser Vorzugsrichtung ist idealerweise  $\tau_p = 1$ , in der dazu senkrechten Richtung wird kein Licht transmittiert ( $\tau_s = 0$ ).<sup>5</sup> Zur Auswertung der Polarisationsrichtung eingesetzte Polarisatoren werden auch als Analysator bezeichnet. Ist die Polarisationsrichtung des Analysators zu der des auftreffenden linear polarisierten Laserstrahls gedreht, so folgt die Amplitude der transmittierten Strahlung aus vektorieller Zerlegung:

$$E_{out} = E_{in} \cos \Theta_z \quad (2.5)$$

Die Intensität hinter dem Polarisator ist:

$$I_{out} = I_{in} \cos^2 \Theta_z \cdot \tau_p \quad (2.6)$$



**Abb. 2.9** Elektrische Feldstärke am Polarisator

Somit kann die Bestimmung des Rollwinkels auf eine Intensitätsmessung zurückgeführt werden, bei der der Signalhub zwischen minimaler und maximaler Intensität einer Winkeländerung von  $90^\circ$  entspricht. Während derartige Aufbauten seit langem in Form von Polarimetern in der chemischen Analytik etabliert sind, ergeben sich für den Einsatz zur Maschinenvermessung eine Reihe von Problemstellungen, die in erster Linie den höheren Anforderungen an die Messdynamik und insbesondere an die Messauflösung geschuldet sind:

<sup>5</sup> Hierbei sind hauptsächlich dichroitische Polarisatoren, die Licht in der Polarisationsrichtung transmittieren und in der Sperrrichtung absorbieren und Polarisatoren basierend auf doppelbrechenden Prismen zu unterscheiden. Reale dichroitische Polarisatoren weichen mit  $\tau_p < 0,8$  und  $\tau_s > 1 \cdot 10^{-5}$  erheblich von den Idealwerten ab. Doppelbrechende Prismenanordnungen wie z.B. Glan Thompson Polarisatoren erreichen bei deutlich höherem Preis auch wesentlich höhere Transmissionsgrade ( $\tau_p < 0,9$ ) bei gutem Sperrverhalten ( $\tau_s < 1 \cdot 10^{-5}$ ).

- Intensitätsmessung mit hoher Auflösung erforderlich
- Intensitätsschwankungen der Lichtquelle und Umgebungslichteinflüsse
- Offsetschwankungen durch thermisch bedingte Spannungsdoppelbrechung in den verwendeten optischen Bauelementen

Typischerweise werden Intensitätsschwankungen der Lichtquelle durch ein Referenzsignal [55] erfasst oder durch Abtastung eines zusätzlichen um  $180^\circ$  phasenverschobenen Signals [56], [57], [58]). Umgebungslichteinflüsse können durch Modulation der Polarisierung unterdrückt werden. Dazu werden entweder mechanische Umlenkeinheiten [57], rotierende  $\lambda/2$ -Platten [55], Faraday-Modulatoren [59] oder zwei um  $180^\circ$  phasenverschoben modulierte Lichtquellen mit zueinander senkrechter Polarisierung [58] verwendet. Zur Auswertung der modulierten Signale kommen häufig Lock-In Verstärker zum Einsatz<sup>6</sup> [60], [58].

Statt den Analysator zu bewegen kann er auch am Ende der Führung fest angeordnet und eine  $\lambda/2$ -Platte [59], [58] oder ein anderes polarisationsoptisches Bauelement mit gleichen Eigenschaften [61] im Laserstrahl zwischen der Lichtquelle und Analysator entlang der zu vermessenden Führung bewegt werden. Der Polarisationszustand des Lichtes hängt dann von der Winkellage des Bauelements ab. Neben der direkten Intensitätsmessung sind auch Aufbauten bekannt, bei denen innerhalb eines Heterodyninterferometers die durch Verdrehung einer  $\lambda/2$ -Platte verursachte dynamische Änderung der Phasenlage gemessen wird. Winkelauflösungen von  $0,3''$  sind mit diesen Verfahren erreichbar, jedoch ist das an sehr genaue Phasenmessungen [59] bzw. sehr präzise Intensitätsmessungen [58] gebunden. Eine weitere Möglichkeit zur Empfindlichkeitssteigerung ist die Auswertung von Differenzsignalen durch die Verwendung von Halbschattenpolarisatoren wie beispielsweise der Laurentschen Halbschattenplatte [62 S. 443].

Trotz einer Vielzahl von Veröffentlichungen und Patenten zur polarisationsoptischen Rollwinkelmessung haben sich aufgrund der genannten Problemstellungen, des technischen Aufwands und der erreichten Systemparameter derartige Messsysteme zur Messung von KMG und PWZM bislang nicht etabliert.

---

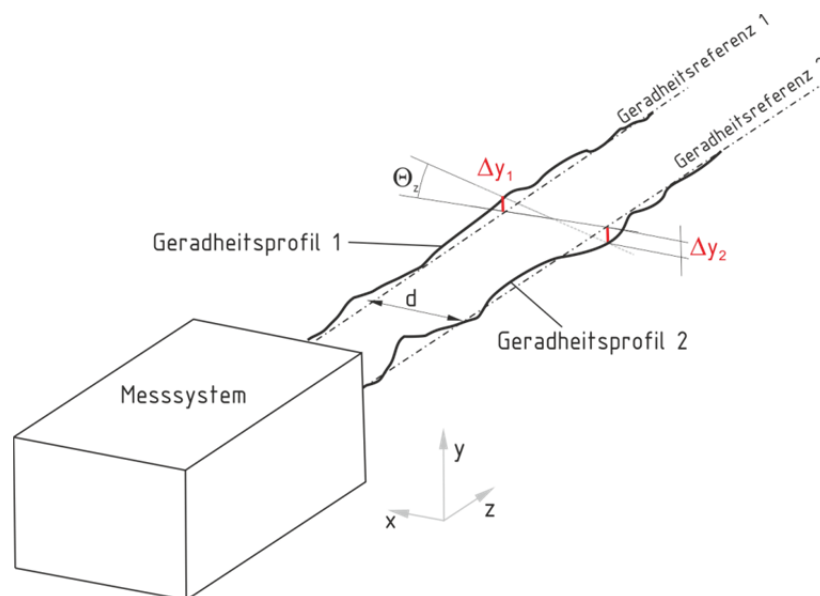
<sup>6</sup> Bei Lock-In-Verstärkern wird ausschließlich der Signalanteil, der innerhalb eines sehr schmalen Frequenzbands ( $\Delta f = 0,01 \text{ Hz}$  [32]) einer Referenzfrequenz entspricht, zu einem amplitudenproportionalen Gleichsignal verstärkt. Mit ihnen können selbst Signalanteile, die kleiner sind als das Rauschen des Gesamtsignals, detektiert werden [152].

### *Bestimmung des Rollwinkels aus zwei parallelen Geradheitsmessungen*

Ausgehend von den zuvor beschriebenen Varianten zur Messung von Geradheitsabweichungen in fluchtender Messanordnung ergibt sich die Möglichkeit zur Bestimmung des Rollwinkels aus zwei parallelen Geradheitsmessungen (siehe Abb. 2.10). Die Geradheitsmesssysteme sind dazu fest zueinander angeordnet. Der Rollwinkel  $\Theta_z$  folgt aus den vertikalen Geradheitsabweichungen und dem Abstand  $d$  der Bezugsgeraden:

$$\Theta_z = \arctan \frac{\Delta y_1 - \Delta y_2}{d} \quad (2.7)$$

Die Empfindlichkeit der Rollwinkelmessung kann durch einen großen Basisabstand der Geradheitsmessungen gesteigert werden, wobei dieser gemessen oder kalibriert werden muss. Zur Ermittlung der Geradheitsabweichungen kommen dabei entweder PSD-basierte [40], [39] oder interferometrische [63], [64] Geradheitsmesssysteme zum Einsatz. Die Messauflösung derartiger Anordnungen liegt im Bereich 0,5 " [20]. Theoretisch ist es auch möglich, die Messungen nacheinander durchzuführen. Dadurch entfällt die Forderung nach zwei Geradheitsmesssystemen, im Gegenzug muss der Basisabstand  $d$  sehr genau eingestellt bzw. bestimmt werden<sup>7</sup> [65].



**Abb. 2.10** Aus Geradheitsmessung abgeleiteter Rollwinkel

<sup>7</sup> Grundsätzliche Voraussetzung sind in diesem Fall sehr stabile Umgebungsbedingungen.

**Tabelle 2.4** Auswahl am Markt verfügbarer Systeme zur Bestimmung des Rollwinkels

<i>Hersteller</i>	<i>Typ</i>	<i>Messbereich</i>	<i>Verfahrbereich in z-Richtung</i>	<i>Auflösung</i>
Leica Nivel 2000 [51]	elektr. Libelle	$\pm 5'$	beliebig	0,21"
StatusPro [66]	elektr. Libelle	k.A.	beliebig	0,21"
Applied Geome- chanics0020 [53]	elektr. Libelle	$\pm 54'$	beliebig	0,02"
Excel Precision (20)	PSD	$\pm 50'$	5 m	0,5"

## 2.5 Übersicht der Verfahren

Bedingt durch die hohe Relevanz der Problemstellung wurden zahlreiche Verfahren zur Winkel- und Längenmessung für die Maschinenkalibrierung entwickelt. Optische Verfahren haben sich auf Grund ihrer Vorteile (hohe Messdynamik, keine Beeinflussung des Messobjektes) in diesem Bereich etabliert. Hinsichtlich der Integrierbarkeit in ein mehrachsiges Messsystem, wie es Ziel dieser Arbeit ist, sind die Verfahren unterschiedlich gut geeignet.

Während interferometrische Messverfahren in Bezug auf die Längenmessung als weitgehend alternativlos angesehen werden können, sind sie insbesondere für die Geradheits- und Rollwinkelmessung, bedingt durch die Komplexität der optischen Aufbauten, eher für sequentielle Messungen geeignet. Optoelektronische Verfahren, die auf der Verwendung von PSD beruhen, sind hingegen ausgezeichnet integrierbar, besonders in Anbetracht der Tatsache, dass die Sensoren typischerweise bereits zwei Freiheitsgrade erfassen. Beschränkendes Kriterium hierbei ist die erreichbare Messauflösung und die Linearität der Sensoren (diese bestimmt den Kalibrieraufwand). Vom optischen Aufbau her ebenfalls gut geeignet erscheinen die Konzepte zur polarisationsoptischen Rollwinkelmessung, wobei allerdings sehr großer elektronischer Aufwand betrieben werden muss, um die zum Ziel gesetzten Winkelauflösungen zu erreichen und das System gegenüber Fremdlicht unempfindlich zu machen.

Bestehende Mehrkomponentenmesssysteme setzen eine Kombination der beschriebenen Verfahren ein. In der folgenden Tabelle ist eine Übersicht über zwei am Markt erhältliche Mehrachs-Messsysteme zur Maschinenkalibrierung und die eingesetzten Messverfahren gegeben:

**Tabelle 2.5** Auswahl am Markt erhältlicher Mehrachs-Messsysteme<sup>8</sup>

<b>Größe</b>	<b>Automated Precision (6-Achs) [67]</b>			<b>Excel Precision (5-Achs) [20]</b>		
	<i>Methode</i>	<i>Messbereich</i>	<i>Auflösung</i>	<i>Methode</i>	<i>Messbereich</i>	<i>Auflösung</i>
x, y	PSD	± 0,3 mm	0,5 µm	PSD	±0,5 mm	0,1 µm
z	Interferometer	25 m	20 nm	Interferometer	5 m	10 nm
$\Theta_x, \Theta_y$	AKF	±400"	0,1"	Interferometer	±60'	0,1"
$\Theta_z$	elektr. Libelle	±400"	0,1"	PSD	±50'	0,5"

Um die Vorteile der verschiedenen Verfahren zur Erfassung der einzelnen Messgrößen zu vereinen, werden in der vorliegenden Arbeit für das angestrebte Sechssachs-Messsystem interferometrische Längen- und Winkelmessung und PSD-basierte Geradheits- und Rollwinkelmessung kombiniert. Gleichzeitig soll die Möglichkeit bestehen, mit einfachen Zusatzoptiken sequentiell interferometrische Geradheitsmessungen durchzuführen. Für die Rollwinkelmessung, als eine der anspruchsvollsten Messaufgaben, werden zudem Möglichkeiten für vereinfachte interferometrische Messanordnungen untersucht.

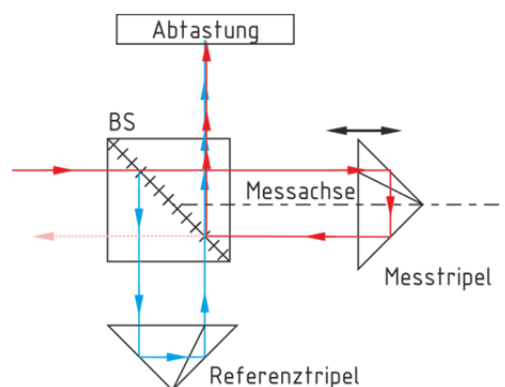
**Tabelle 2.6** Übersicht über die mit bestehenden Messverfahren maximal erreichbaren Systemparameter

<b>Messgröße</b>	<b>Verfahren</b>	<b>Messabstand in z</b>	<b>Auflösung</b>
Position $\Delta z$	Interferometer	< 80 m	0,1 nm
Geradheit x, y	Fluchtfernrohr	< 10 m	0,4 µm...10 µm
	PSD-basierte Geradheitsmessung	< 3 m	0,2 µm
	Geradheitsinterferometer	< 3 m	0,01 µm
		< 10 m	0,1 µm
Nick- / Gierwinkel $\Theta_x, \Theta_y$	Autokollimationsfernrohr	< 4 m	0,005"
		< 20 m	0,01"
	Winkelinterferometer	< 2 m	0,001"
		< 15 m	0,06"
Rollwinkel $\Theta_z$	Polarisationsoptische Rollwinkelmessung		0,3"
	Interferometrische Rollwinkelmessung	< 2 m	0,4"(0,04")
	PSD-basierte Rollwinkelmessung	< 15 m	0,5"

<sup>8</sup> Mit dem System von Automated Precision können alle sechs Freiheitsgrade simultan erfasst werden. Die Messung des Rollwinkels ist, da elektronische Libellen zum Einsatz kommen, auf horizontale Verfahrachsen beschränkt. Mit dem zweiten System von Excel Precision können nur fünf Freiheitsgrade simultan erfasst werden, da der Aufbau nur die Messung von Gier- oder Nickwinkel zulässt.

### 3 Interferometrische Verfahren zur Winkel- und Positionsmessung

Die Messung der linearen Positioniergenauigkeit ist bei der Kalibrierung und Abnahme von KMG und PWZM von tragender Bedeutung [11]. Wie aus der Analyse des Stands der Technik hervorgeht, stellen dazu Interferometer das einzige etablierte Messverfahren dar, das sowohl den gestellten Anforderungen an Messbereich und Messunsicherheit als auch den Anforderungen an die Handhabbarkeit unter industriellen Messbedingungen genügt. Am Institut für Prozessmess- und Sensortechnik der Technischen Universität Ilmenau wurden diverse interferometrische Messsysteme entwickelt [68], [69], [70], [24]. Besonders geeignet für den Einsatz in einem mehrachsigen Messsystem ist dabei das in [3] beschriebene Planspiegelinterferometer ohne Tripelreflektoren, aus dem in Zusammenarbeit mit der SIOS Meßtechnik GmbH kommerziell verfügbare Dreistrahlinterferometer hervorgegangen sind [4], [42], [71]. Dreistrahlinterferometer ermöglichen die simultane Erfassung von linearer Position sowie Nick- und Gierwinkel. Darüber hinaus sind die Interferometer fasergekoppelt, was die Grundforderung nach minimaler thermischer Beeinflussung des Messobjektes erfüllt. Ein weiterer wesentlicher Vorteil der Planspiegelinterferometer ist, dass ein einzelner Messstrahl verwendet wird, der zugleich die Messachse verkörpert, während in Interferometern mit Tripelreflektoren hin- und rücklaufender Strahl parallel versetzt sind und die Messachse lediglich durch die virtuelle Symmetrieachse repräsentiert wird. Aufgrund der genannten Eigenschaften sind Interferometer dieser Bauart bestens für den Einsatz in dem angestrebten Mehrkomponentenmesssystem geeignet.



**Abb. 3.1** Tripel-Interferometer

Die bestehenden Planspiegelinterferometer verfügen über eine Längenmessauflösung von 0,1 nm und einen Messbereich von maximal 2 m. Damit das Dreistrahlinterferometer als

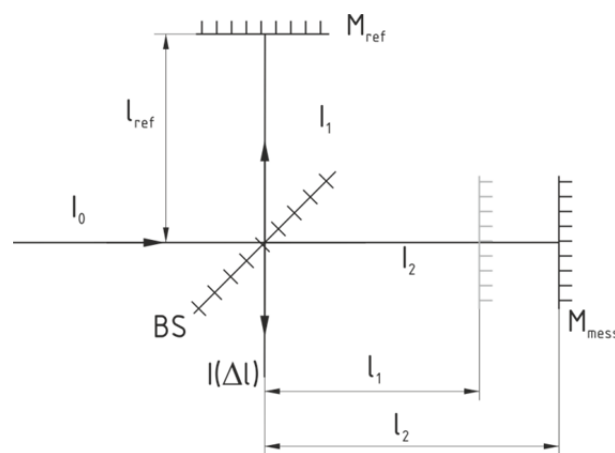


Basis des Sechsachs-Messsystems dienen kann, muss der Messbereich auf 15 m vergrößert werden.

Untersuchungen der auftretenden Abweichungen bei interferometrischen Messungen im Messbereich bis 15 m und die daraus folgenden Modifikationen der interferometrischen Messanordnung sind wesentlicher Bestandteil der vorliegenden Arbeit. Nach einem Überblick über die Grundlagen der Interferometrie erfolgt daher zunächst eine Beschreibung der Funktionsweise des bestehenden Planspiegelinterferometers die den Ausgangspunkt für eine Reihe der sich anschließenden Betrachtungen zur Umsetzung eines Mehrkomponentenmesssystems ist. Dann werden Maßnahmen zur Erweiterung des Messbereichs erläutert. Es folgt eine Beschreibung der interferometrischen Winkelmessung, wobei in erster Linie auf die Kalibrierung und mögliche Fehlerquellen eingegangen wird. Da das Sechsachs-Messsystem zusätzlich zur simultanen Mehrachsmessung mit einer Kombination von interferometrischen und PSD-basierten Techniken auch die Möglichkeit zur sequentiellen rein interferometrischen Messung aller Freiheitsgrade bieten soll, werden in diesem Kapitel weiterhin entsprechende Messaufbauten behandelt.

### 3.1 Grundlagen Interferometer

Der optische Grundaufbau eines Michelson Interferometers ist in Abb. 3.2 dargestellt.



**Abb. 3.2** Schema Michelson Interferometer

Der vom Laser ausgesendete Strahl wird am Strahlteiler in einen Mess- und einen Referenzstrahl aufgespalten. Der Referenzstrahl wird an einem feststehenden Spiegel, der Messstrahl an einem bewegten Spiegel jeweils in sich reflektiert. Am Interferometerausgang kommen die Strahlen wieder zur Überlagerung. Die mathematische Beschreibung des Lichtes erfolgt

anhand seiner Eigenschaften als elektromagnetische Welle. Die Intensität der Interferenzerscheinung ist unter Annahme der Ausbreitung der Laserstrahlung als ebene periodische Welle (siehe dazu auch [62] S. 87 ff.):

$$I_{\text{resultierend}} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \Delta\gamma \quad (3.1)$$

$I_1$  und  $I_2$  sind dabei die Intensitäten der Teilbündel nach dem Strahlteiler,  $\Delta\gamma$  ist die Phasendifferenz der überlagerten Wellen. Die Phasenlage der Teilwellen wird allgemein beschrieben durch:

$$\gamma_i = k_i(\vec{r}_i \vec{s}_i - ct) \quad (3.2)$$

mit der Kreiswellenzahl  $k$

$$k_i = \frac{2\pi}{\lambda_i} \quad (3.3)$$

welche die Wellenlänge  $\lambda$  der Teilwellen enthält. Der Einheitsvektor  $\vec{s}$  definiert die Ausbreitungsrichtung,  $\vec{r}$  ist der Ortsvektor zum Betrachtungspunkt. Die geometrische Weglänge der Teilstrahlen entspricht der Projektion des Ortsvektors auf die Ausbreitungsrichtung:

$$l_i = \vec{r}_i \cdot \vec{s}_i \quad (3.4)$$

Mit den Beziehungen  $\lambda f = c$  und  $\omega = 2\pi f$  sowie dem Wellenzahlvektor

$$\vec{k}_i = k_i \vec{s}_i \quad (3.5)$$

kann die Phase in folgender Form geschrieben werden:

$$\gamma_i = \vec{k}_i \vec{r}_i - \omega_i t \quad (3.6)$$

Ausschlaggebend für die Intensität der Interferenzerscheinung ist die relative Phasenlage der überlagerten Wellen am Ort der Betrachtung:

$$\Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma_2 = \vec{k}_1 \vec{r}_1 - \omega_1 t - \vec{k}_2 \vec{r}_2 + \omega_2 t \quad (3.7)$$

Es wird angenommen, dass die beiden Teilstrahlen am Interferometerausgang parallel sind ( $\vec{s}_1 = \vec{s}_2$ ) und weiterhin der Ortsvektor parallel zur Ausbreitungsrichtung ist<sup>9</sup> ( $\vec{r}_i \cdot \vec{s}_i = r_i$ ). Es folgt dann:

$$\Delta\gamma = k_1 r_1 - k_2 r_2 + (\omega_2 - \omega_1)t$$

Diese Beziehungen gelten für alle Typen von Interferometern zur Längenmessung auf Basis von Zweistrahlinterferenzen. Grundsätzlich ist dabei zwischen Homodyn- und Heterodyninterferometern zu unterscheiden. Beide Interferometertypen sind im Bereich der Maschinenvermessung gleichermaßen verbreitet.

---

<sup>9</sup> Dies entspricht typischerweise einem im Intensitätsmaximum platzierten Fotoempfänger.

### *Homodyninterferometer*

Bei Homodyninterferometern haben Mess- und Referenzstrahl die gleiche Wellenlänge  $\lambda$ . Folglich ist  $\omega_1 = \omega_2$ ,  $k_1 = k_2 = k$  und  $r_1 = l_1$ ,  $r_2 = l_2$ . Die Phasenlage hängt in diesem Fall von der Wellenlänge und dem geometrischen Gangunterschied ab:

$$\Delta\gamma = k(l_1 - l_2) = k\Delta l \quad (3.8)$$

Die Wegdifferenz  $\Delta l$  bezieht sich dabei auf den geometrischen Gangunterschied der Teilbündel. Der Interferometerfaktor  $K_{\text{int}}$  gibt das Verhältnis von Gangunterschied und der eigentlich zu messenden Spiegelverschiebung an. Im Falle des in Abb. 3.2 dargestellten Michelson-Interferometers ist  $K_{\text{int}} = 2$ , da der Strahlengang einmal über die Spiegel gefaltet wird. Es sind jedoch auch optische Aufbauten mit  $K_{\text{int}} = 4$  oder 8 möglich [72]. Eine Interferenzordnung  $\delta$  entspricht einem Phasenunterschied von  $2\pi$ , wobei  $l_{\text{mess}}$  die Differenz der Verschiebewege von Mess- und Referenzspiegel ist:

$$\delta = \frac{l_{\text{mess}} \cdot K_{\text{int}} \cdot n}{\lambda_0} \quad (3.9)$$

Die Differenz zwischen der optischen und geometrischen Weglänge wird durch Bewertung mit der Brechzahl  $n$  des Ausbreitungsmediums (Luft) berücksichtigt. Die Abhängigkeit der Luftbrechzahl von den Zustandsgrößen und der Zusammensetzung der Luft wird im Kapitel 3.2.3 näher erläutert.

Eine Erhöhung der Messauflösung ist möglich, indem zusätzlich die Intensität innerhalb einer Interferenzordnung ausgewertet wird. So sind bei einem Interpolationsfaktor  $e = 4096$  Auflösungen von  $< 0,1 \text{ nm}$  erreichbar. Der Messwert ergibt sich durch Zählen der Interferenzordnungen bzw. der kleinsten Inkremente nach Interpolation. Aus dem Zählerstand  $Z$  folgt der Längenmesswert

$$l_{\text{mess}} = \frac{Z \cdot \lambda_0}{e \cdot K_{\text{int}} \cdot n} \quad (3.10)$$

Durch Betrachtung der Intensität lässt sich zunächst keine Aussage über die Richtung der Verschiebung treffen, hierzu sind zwei um  $\pi/4$  phasenverschobene Signale erforderlich, welche mit Hilfe verschiedener Methoden erzeugt werden können. Dazu gehören die polarisationsoptische Auswertung [3], die Abtastung mit einem als Gegengitter strukturierten Empfänger [73], [74], die Verwendung eines optischen Phasenschiebers [75] und die Abtastung mit zwei Fasern [24].

Da bei Homodyninterferometern, um eine höhere Auflösung als eine Interferenzordnung zu erzielen, die Amplitude der Intensität der Interferenzerscheinung ausgewertet wird, sind sie prinzipiell gegenüber Intensitätsschwankungen der Lichtquelle und auch gegenüber Umgebungslicht empfindlich und darüber hinaus auf hohe Lichtintensitäten angewiesen. Durch den Einsatz von Monitorfotodioden (welche die Gesamtintensität erfassen) bzw. der Auswertung von Differenzsignalen, der Regelung von Signaloffset und Amplitude sowie dem Einsatz rauscharmer Verstärker können diese Nachteile jedoch überwunden werden.

### *Heterodyninterferometer*

Bei Heterodyninterferometern weisen die Teilbündel in Mess- und Referenzarm eine Frequenzverschiebung zueinander auf. Dies wird durch Zeeman-Aufspaltung [76], akustooptische Modulatoren (AOM) [77], die Verwendung von Zweimodenlasern [78] oder zweier zueinander stabiler Einzeller [79] erreicht. Typischerweise sind die beiden Wellenlängen linear senkrecht zueinander polarisiert, so dass sie durch Verwendung eines polarisierenden Strahlteilers in Mess- und Referenzstrahl aufgespalten werden können. In diesem Falle gilt:  $k_1 \neq k_2$ ,  $\omega_1 \neq \omega_2$ ,  $l_1 = l_1(t)$ ,  $l_2 = l_2(t)$  wobei für die geometrischen Weglängen eine zeitabhängige Darstellung gewählt wird.

$$l_i(t) = v_i \cdot t + l_i(t = 0) \quad (3.11)$$

Die Verschiebung zum Zeitpunkt  $t = 0$  entspricht dem zuvor beim Homodyninterferometer ausgewerteten Ortsvektor, dieser ist jedoch beim Heterodyninterferometer als Anfangsphase nicht von Interesse. Der zweite Anteil ist die Geschwindigkeit, mit der der jeweilige Reflektor bewegt wird.

$$\Delta\gamma = 2\pi \left( \frac{v_1 \cdot t + l_1(t = 0)}{\lambda_1} - \frac{v_2 \cdot t + l_2(t = 0)}{\lambda_2} \right) + 2\pi t(f_2 - f_1) \quad (3.12)$$

Die Interferenzerscheinung setzt sich hierbei aus einem zeitabhängigen Anteil mit der Differenzfrequenz  $f_{2-1}$  und einer Frequenzverschiebung durch Bewegung von Mess- und Referenzspiegel zusammen.

$$\Delta f_i = \frac{2v_i}{\lambda_i} = 2 \frac{v_i \cdot f_i}{c} \quad (3.13)$$

$\Delta f$  ist die Dopplerverschiebung durch Bewegung des jeweiligen Reflektors (mit  $\lambda_i = \lambda_{0i}/n$ ). Dabei ist zu beachten, dass Gleichung (3.13) nur für kleine Geschwindigkeiten gilt und sonst durch Gleichung (3.14) ersetzt werden muss, welche die infinitesimale Spiegelverschiebung während der Lichtausbreitung berücksichtigt [80].

$$\Delta f_i = 2 \frac{v_i \cdot f_i}{c + v_i} \quad (3.14)$$

Die relative Messabweichung der Approximation (3.13) beträgt:

$$\delta \Delta f_{\text{rel}} = \frac{-1}{\frac{c}{v} + 1} \quad (3.15)$$

Für Verfahrensgeschwindigkeiten von unter 10 m/s ist die Abweichung kleiner als  $3,4 \cdot 10^{-8}$  und kann in den meisten Anwendungen vernachlässigt werden. Die aus der Phasendifferenz resultierende Frequenz der Interferenz ist:

$$f_{\text{mess}}(I_{\text{resultierend}}) = f_2 - f_1 + \Delta f_1 - \Delta f_2 \quad (3.16)$$

Um die Differenzfrequenz  $f_{2-1}$ , welche als Referenz dient, zu ermitteln, werden die Teilstrahlen bereits vor Eintritt in das Interferometer auf einem zusätzlichen Empfänger überlagert. Typischerweise ruht der Referenzspiegel und der Messspiegel wird bewegt. Aus der gemessenen Dopplerverschiebung  $f_{2-1} - f_{\text{mess}}$  folgt dann direkt die Geschwindigkeit des Messspiegels und durch Integration kann der Verschiebeweg ermittelt werden. Die maximale auswertbare Dopplerverschiebung entspricht der Differenzfrequenz.

Sowohl beim Homodyn- als auch beim Heterodyninterferometer ist die Stabilität der Winkel-lage der interferierenden Strahlen am Interferometerausgang von entscheidender Bedeutung. Betrachtet man die Intensität der Interferenzerscheinung in einer Beobachtungsebene  $r(y) = \sqrt{r_0^2 + y^2}$  für den Fall, dass die Strahlen einen Winkel  $\alpha$  einschließen (also  $\vec{s}_1 \neq \vec{s}_2$ ), so wird Gleichung 3.1 zu<sup>10</sup>

$$I_{\text{resultierend}}(y) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos\left(2k \cdot y \cdot \sin \frac{\alpha}{2}\right) \quad (3.17)$$

Dies ist in Abb. 3.3 dargestellt. Änderungen des Winkels zwischen den Strahlen führen zu Änderungen des Streifenabstands und der Richtung der Interferenzstreifen. Bei Homodyninterferometern, bei denen das Streifenbild zur Erzeugung der Sinus-Cosinus-Signale abgetastet wird, können derartige Schwankungen zu Phasenfehlern führen bzw. eine Auswertung unmöglich machen. Bei Interferometeranordnungen bei denen ein Empfänger das Interferenzstreifenbild abtastet (z.B. Heterodyninterferometer), verringert sich die Signalamplitude und fällt auf null ab, sobald die Abmessungen des Empfängers einer Interferenzordnung im Streifenbild entsprechen (was zu einem Informationsverlust bei der inkrementellen Messung führt).

<sup>10</sup> Die Differenz der Werte für  $y$ , bei denen eine Phasenlage von  $n \cdot 2\pi$  erreicht wird, entspricht dem lateralen Abstand der Interferenzstreifen.

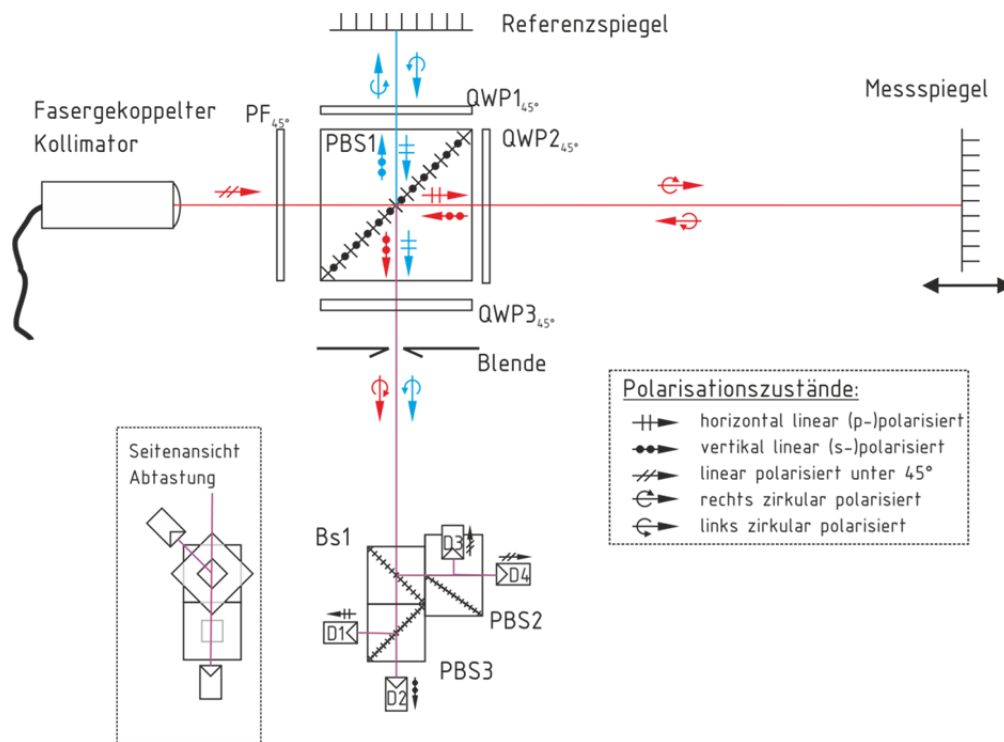


und parallel (p-) zur Einfallsebene<sup>11</sup> polarisierten Anteil aufgespalten. Während der s-polarisierte Anteil reflektiert wird, wird der p-polarisierte Strahl transmittiert. Die Strahlen durchlaufen dann jeweils die unter 45° angeordneten  $\lambda/4$ -Platten ( $\text{QWP}_{45^\circ 1}$  und  $\text{QWP}_{45^\circ 2}$ )<sup>12</sup>. Das resultierende zirkular polarisierte Licht trifft auf Mess- bzw. Referenzspiegel und wird reflektiert, um dann die  $\lambda/4$ -Platte ein zweites Mal zu durchlaufen. Die Phasenbeziehung zwischen p- und s-polarisiertem Anteil des zirkular polarisierten Lichtes bleibt bei Reflexion am Spiegel erhalten. Bei dem zweiten Durchlauf der  $\lambda/4$ -Platte vergrößert sich der Phasenunterschied auf  $\pi$ . Das Resultat am Ausgang der jeweiligen  $\lambda/4$ -Platte entspricht linear polarisiertem Licht mit einer gegenüber dem von der Teilerschicht kommenden um 90° gedrehter Schwingungsebene. Der zuvor s-polarisierte Anteil ist nun also p-polarisiert und wird transmittiert, der ursprünglich p-polarisierte Anteil wird nun als s-polarisierter reflektiert. Hinter der Teilerschicht kommen Referenzstrahl und Messstrahl zur Überlagerung, wobei sie jedoch wegen der unterschiedlichen Polarisationsrichtung nicht interferieren. Durch die dritte, ebenfalls unter 45° angeordnete,  $\lambda/4$ -Platte werden Mess- und Referenzstrahl jeweils wie zuvor in zirkular polarisiertes Licht gewandelt. Die horizontal und vertikal polarisierten Anteile der zirkular polarisierten Mess- und Referenzstrahlen kommen zur Interferenz. Es entstehen zwei um  $\pi/2$  (90°) phasenverschobene Interferenzbilder, die auch als linear polarisiertes Licht mit umlaufendem Polarisationszeiger interpretiert werden können. Das heißt, die Polarisationsrichtung ist von der Phasenlage von Mess- und Referenzstrahl abhängig (siehe Gleichung (3.8)). Die Signalwandlung der Phaseninformation erfolgt mit Hilfe der in Abb. 3.4 dargestellten Abtastung. Das Licht wird an einem polarisationsneutralen Strahlteiler (BS1) in zwei Anteile gleicher Intensität geteilt. Der transmittierte Anteil trifft auf einen polarisierenden Strahlteiler (PBS3) an dessen Ausgängen zwei um  $\pi$  (180°) phasenverschobene Interferenzbilder von Fotodioden (D1, D2) abgetastet werden. Der am Strahlteiler (BS1) reflektierte Anteil des Lichtes wird ebenfalls durch einen polarisierenden Strahlteiler (PBS2) in zwei zueinander um  $\pi$  phasenverschobene Anteile aufgespalten, die dann abgetastet werden (D3, D4). Da PBS2 um 45° um die Strahlachse gedreht ist, sind die Signale der Dioden D3 und D4

<sup>11</sup> Die Einfallsebene wird durch den Normalenvektor der Teilerschicht und den Ausbreitungsvektor des auftretenden Laserstrahls aufgespannt.

<sup>12</sup> Phasenplatten sind planparallele Platten aus doppelbrechendem Material (verschiedene Brechzahlen in den optischen Achsen), die zur Erzeugung von Phasendifferenzen zwischen senkrecht zueinander schwingenden Wellen verwendet werden.  $\lambda/4$ -Platten sind Phasenplatten mit einer Phasendifferenz von  $\pi/2$  was  $\lambda/4$  entspricht. Trifft linear, 45° zu den Hauptachsen der Phasenplatte polarisiertes Licht auf eine  $\lambda/4$ -Platte, so ist das Ergebnis zirkular polarisiertes Licht (Drehrichtung ist abhängig von der Orientierung der Hauptachsen). Im Falle einer  $\lambda/2$  Platte unter 45° entsteht wiederum linear, unter 90° polarisiertes Licht [62].

zu den Signalen von D1 und D2 um  $90^\circ$  phasenverschoben. Die zur Verfügung stehenden Signale mit den konstanten Phasen von  $0^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $270^\circ$  ermöglichen neben der Richtungsbestimmung der Verschiebung eine Unterdrückung von Gleichanteilen (z.B. durch Änderung der Intensität der Laserquelle) durch Auswertung der Differenz der um  $180^\circ$  phasenverschobenen Signale. Eine mathematische Beschreibung des Strahlengangs unter Ausnutzung des Jones-Formalismus<sup>13</sup> findet sich in [70].



**Abb. 3.4** Strahlengang Planspiegelinterferometer

Wie in 2.1 beschrieben, werden in derartigen Anordnungen typischerweise Retroreflektoren in Form von Tripelspiegeln oder Tripelprismen als Mess- und Referenzreflektor eingesetzt, um eine konstante laterale Phasenbeziehung (Interferenzstreifenbild) am Ort der Empfänger zu erzielen. Durch spezielle Maßnahmen kann auch für das Planspiegelinterferometer die Toleranz gegenüber Kippungen der Spiegel erhöht werden. Da diese im folgenden Abschnitt zur Vergrößerung des Messbereichs von Bedeutung sind, sollen sie hier genauer erläutert werden.

<sup>13</sup> Eine beliebig polarisierte Welle wird hier als Vektor dargestellt, dessen Komponenten die zueinander senkrechten elektrischen Feldstärken der Welle sind. Die polarisationsoptische Wirkung sämtlicher optischer Bauelemente kann durch eine  $2 \times 2$  Transformationsmatrix beschrieben werden. Der Formalismus ermöglicht eine einfache Beschreibung komplexer polarisationsoptischer Systeme durch Multiplikation von Bauteilmatrizen mit dem Eingangsvektor [153].



In dem beschriebenen Aufbau des Planspiegelinterferometers wurde zunächst von senkrecht auf den jeweiligen Strahlen stehenden Mess- und Referenzspiegeln ausgegangen. Kippen die Spiegel, so entstehen auf den Empfängern Streifen (3.17). Da die Empfänger die Intensität über ihre gesamte Fläche integrieren, fällt die Amplitude des von den durchlaufenden Streifen erzeugten Wechselsignals bei Änderung des Streifenabstands an einem bestimmten Punkt auf null ab, wodurch eine Messung nicht mehr möglich ist. Um diesen Sachverhalt zu verdeutlichen, soll ausgehend von Gleichung (3.17) für einen rechteckigen Empfänger (quadratisch Kantenlänge  $D_{FD} = 2R_{FD}$ ) und einen Laserstrahl mit im Verhältnis zum Empfänger großem Durchmesser und konstanter Intensität ( $I_0(x, y) = \text{konst.}$ ) im gesamten Querschnitt die Signalamplitude bestimmt werden. Es wird davon ausgegangen, dass das Sensorsignal proportional (Faktor  $K_{FD}$ ) zur Gesamtintensität auf dem Empfänger ist und die Strahlen nur in  $y$  Richtung um einen Winkel  $\alpha$  gegeneinander verkippt sind. Daher genügt eine Betrachtung der Gesamtintensität entlang einer Linie in  $y$ -Richtung. Weiterhin seien die Intensitäten von Mess- und Referenzstrahl gleich. Das erzeugte Signal eines Fotoempfängers ist:

$$U_{\text{Fotodiode}} = K_{FD} \cdot \int_y I(y, \alpha, \delta) \quad (3.18)$$

Der maximale Signalhub entspricht einer Phasenverschiebung von  $\pi$ , also:

$$\begin{aligned} \Delta U_{\text{Fotodiode}} &= K_{FD} \cdot \left( \int_y I(y, \alpha, \delta = 0) - \int_y I(y, \alpha, \delta = \pi) \right) \quad (3.19) \\ &= K_{FD} \int_{-R_{FD}}^{R_{FD}} 2I_0 \left( 1 + \cos \left( 2k \cdot y \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \right) \right) dy \\ &\quad - K_{FD} \int_{-R_{FD}}^{R_{FD}} 2I_0 \left( 1 + \cos \left( 2k \cdot y \cdot \sin \frac{\alpha}{2} + \pi \right) \right) dy \end{aligned}$$

In [62] wird der Kontrast als der beschriebene Signalhub bezogen auf die Summe von maximalem und minimalem Signal beschrieben. Die erste Nullstelle des Signalhubs  $\Delta U_{\text{Fotodiode}}$  (und somit auch des Kontrastes) als Funktion von  $\alpha$  folgt aus der Bedingung

$$n \cdot \pi = 2k \cdot R_{FD} \cdot \sin \frac{\alpha}{2} \quad (3.20)$$

für  $n = 1$ . Da  $\alpha/2$  dem Kippwinkel des Spiegels  $\alpha_{\text{Spiegel}}$  entspricht, folgt:

$$\alpha_{\text{Spiegel}} \leq \arcsin \left( \frac{1}{2} \frac{\lambda}{2R_{FD}} \right) = \arcsin \left( \frac{1}{2} \frac{\lambda}{D_{FD}} \right) \quad (3.21)$$

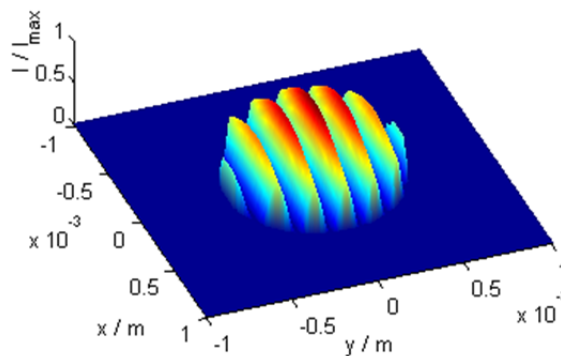
Der maximal zulässige Kippwinkel des Spiegels hängt somit von der Größe des Empfängers ab. Statt des Einsatzes kleiner Empfänger [84] kann das Interferenzbild auch, wie in Abb. 3.4

dargestellt, durch eine Blende zwischen der  $\lambda/4$ -Platte am Interferometerausgang und der Abtastung begrenzt werden.

Es existieren verschiedene Feldverteilungen, in denen Laser abstrahlen können. Diese sogenannten Moden stellen jeweils Lösungen der Wellengleichung dar. Die Grundmode  $TEM_{00}$  weist ein Gaußsches Intensitätsprofil auf und ist typisch für He-Ne Laser mit sphärischen Resonatorspiegeln [85]. Bei lichtwellenleitergekoppelten Interferometern kann ebenfalls von einem Gaußschen Intensitätsprofil ausgegangen werden, da der Singlemode- Lichtwellenleiter als Ortsfrequenzfilter [86] wirkt. Das auf die Empfänger fallende Licht entspricht also, bedingt durch die Eigenschaften der Laserstrahlung, einem Gaußverteilten Intensitätsprofil [86]:

$$I(x, y) = I_{\max} \cdot e^{-\frac{2(x^2+y^2)}{w^2(z)}} \quad (3.22)$$

mit der maximalen Intensität  $I_{\max}$  und dem Strahlradius am Ort  $w(z)$  (die Ausbreitung von Laserstrahlung wird in 3.2.2 genauer behandelt). Weiterhin ist die Blende praktischerweise als Kreisblende ausgeführt.

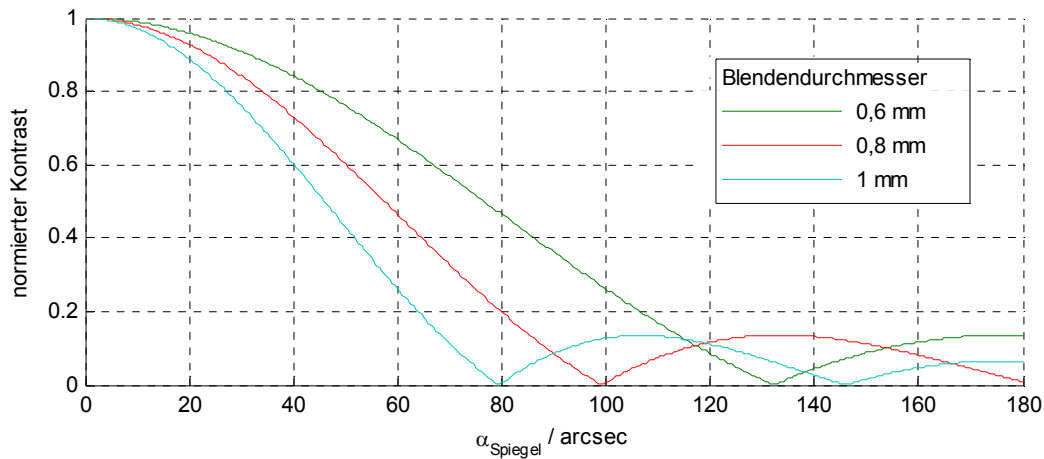


**Abb. 3.5** Intensitätsprofil der Interferenz hinter der Blende für große Kippwinkel

Die Bedingung für den maximal zulässigen Kippwinkel des Spiegels wird für diesen Fall in [83] angegeben:

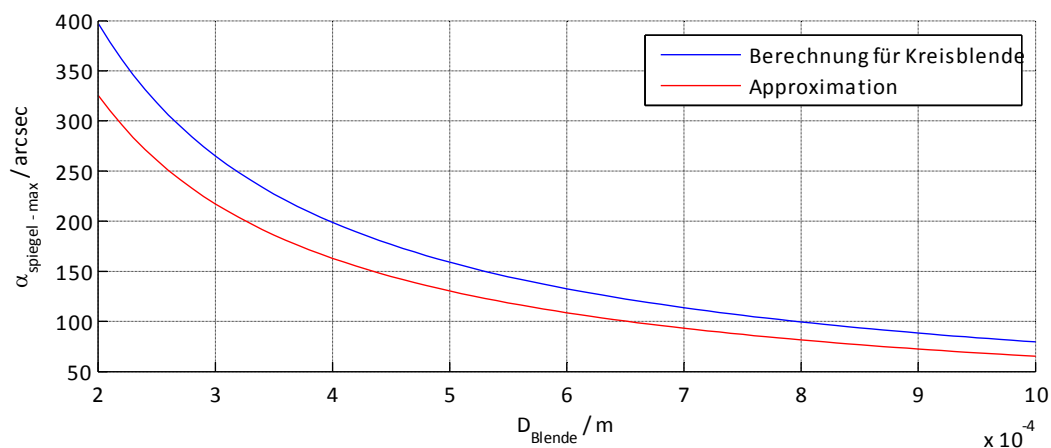
$$\alpha_{\text{Spiegel}} \leq \frac{1}{2} \arcsin\left(1,22 \cdot \frac{\lambda}{D_{\text{Blende}}}\right) \quad (3.23)$$

Eine Signaldetektion ist jedoch mitunter bereits bei kleineren Kippwinkeln nicht mehr möglich, obwohl der Kontrast noch nicht auf null gefallen ist. Um diesen Sachverhalt zu berücksichtigen, wurde in [70] ein Faktor  $K_s < 1$  eingeführt, um den der erforderliche Blendendurchmesser verkleinert wird. Die berechneten Kontrastverläufe für verschiedene Blendendurchmesser sind in Abb. 3.6 dargestellt. Die erste Nullstelle der Kontrastfunktion entspricht dabei dem maximalen Spiegelwinkel für  $K_s = 1$ .



**Abb. 3.6** Berechneter Kontrastverlauf für verschiedene Blendendurchmesser ( $\lambda = 632 \text{ nm}$ )

In Abb. 3.7 sind die nach (3.21) und (3.23) berechneten zulässigen Kippwinkel in Abhängigkeit vom Blendendurchmesser dargestellt. Die stark vereinfachte Approximation liefert gute Werte, die jedoch etwas zu niedrig liegen, was in erster Linie der Annahme einer rechteckigen Blende geschuldet ist. Die Ausprägung des Strahlprofils wird dabei in keiner der beiden Berechnungsvorschriften berücksichtigt. Gleichung (3.23) gilt zudem nur für Strahldurchmesser, die im Vergleich zur Blende groß sind.



**Abb. 3.7** Vergleich der berechneten Werte zulässiger Kippwinkel

### 3.2.2 Anpassung an große Messbereiche

Bestehende Lösungen auf Basis des zuvor beschriebenen Planspiegelinterferometers verfügen über einen Messbereich von maximal 2 m. Für den Einsatz in dem angestrebten Sechachs-Messsystem ist eine Erweiterung auf 15 m erforderlich. Begrenzende Parameter hierfür sind die Kohärenzlänge und der erreichbare Signalkontrast. Die Kohärenzlänge bezieht sich auf die zeitliche Kohärenz der verwendeten He-Ne-Laser und beträgt

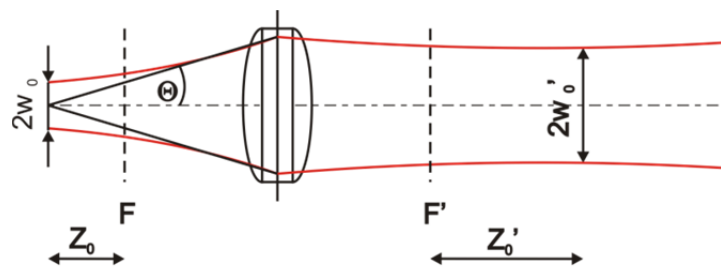
$$l_c = \frac{c}{\Delta f} = \frac{c \cdot f}{\Delta f} \cdot \frac{\lambda}{c} = \lambda \cdot \frac{f}{\Delta f} \quad (3.24)$$

Die relative Frequenzstabilität  $\Delta f/f$  der verwendeten Laser für einen Zeitraum von 24 h beträgt  $2 \cdot 10^{-8}$ , für einen Zeitraum von einer Stunde wird  $\Delta f/f < 2 \cdot 10^{-9}$  erreicht [16], woraus eine Kohärenzlänge von  $l_c > 100$  m folgt. Bedingt durch die Strahlführung im Planspiegelinterferometer entspricht der maximale optische Gangunterschied dem doppelten des Messbereichs, also 30 m. Somit erfüllt die Lichtquelle die gestellten Anforderungen.

Ein optimaler Kontrast ist bei zwei parallelen Laserstrahlen gleicher Intensität und gleicher Intensitätsverteilung, die sich am Ort der Beobachtung vollständig überlagern, zu erwarten. Weisen die interferierenden Laserstrahlen am Ort der Interferenzentstehung unterschiedliche Intensitäten  $I_1, I_2$  (in Gleichung (3.17)) oder ein unterschiedliches Intensitätsprofil auf, so kommt es zu einer Verschlechterung des Kontrasts. Bei Messungen mit dem Planspiegelinterferometer über Entfernungen  $> 2$  m kommt es zu einem starken Signalabfall. Die Ursache hierfür ist die Divergenz der verwendeten Laserstrahlen. Wie bereits erwähnt, handelt es sich dabei um Gaußstrahlen. Zur Beschreibung der Ausbreitung müssen die Strahlparameter Wellenlänge  $\lambda$  und Strahltaille  $w_0$  sowie der Ort der Taille bekannt sein. Die Strahltaille ist der geringste Strahlradius entlang des Laserstrahls, von dem aus er sich hyperbolisch aufweitet. Der von den Asymptoten der Strahlkontur eingeschlossene Winkel wird als Divergenz bezeichnet und ist:

$$\Theta = \arctan\left(\frac{\lambda}{\pi w_0}\right) \quad (3.25)$$

Die Divergenz ist näherungsweise umgekehrt proportional zum Radius der Strahltaille. Die im Planspiegelinterferometer eingesetzte Kollimatorlinse hat eine Brennweite von 11 mm. Als Ausgangsstrahltaille  $w_0$  vor Abbildung durch den Kollimator kann der Modenfeldradius der verwendeten Lichtleitfaser angesehen werden. Der Laserstrahl wird nach Austritt aus der Faser auf einen Tailenradius von etwa 1 mm aufgeweitet.



**Abb. 3.8** Strahlverlauf am Kollimator

Die abgebildete Strahltaile (für eine dünne Linse) ist [86]:

$$w'_0 = f \frac{w_0}{\sqrt{z_0^2 + z_r^2}} \quad (3.26)$$

mit der Rayleighlänge  $z_r^{14}$ , dem Abstand  $z_0$  der objektseitigen Taille (Faserendfläche) zum Brennpunkt der Linse und der Brennweite  $f$ .

Dabei ist die Rayleighlänge

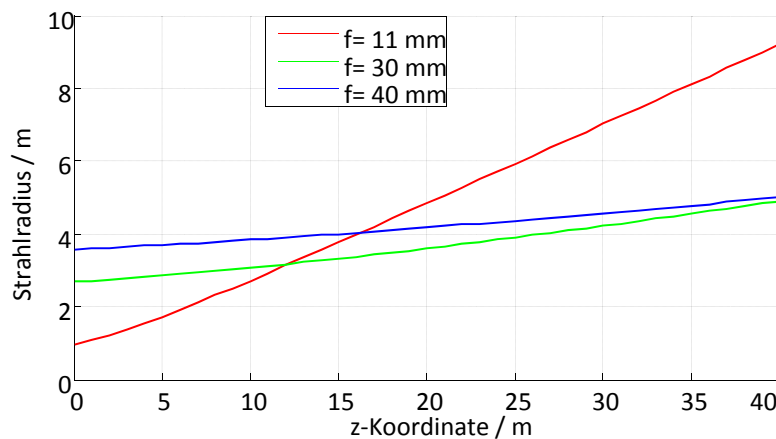
$$z_r = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.27)$$

Der bildseitige Abstand zum Brennpunkt ist  $z'_0$

$$z'_0 = -f^2 \frac{z_0}{z_0^2 + z_r^2} \quad (3.28)$$

Der Verlauf des Strahlradius des abgebildeten Strahls  $w'(z)$  ist in Abb. 3.8 dargestellt<sup>15</sup>.

$$w'(z) = w'_0 \sqrt{1 + \left( \frac{z - z'_0}{z'_r} \right)^2} \quad (3.29)$$



**Abb. 3.9** Strahlverlauf  $w'(z)$  für verschiedene Brennweiten

Der Strahlradius des Messstrahls hat sich bei etwa 8,7 m bereits verdoppelt. Folge der Strahlaufweitung ist ein Intensitätsabfall des durch die Blende fallenden Teils des Messstrahls, der einen Kontrastverlust bei der Interferenzentstehung verursacht. Eine weitere Ursache für einen Kontrastabfall ist eine schlechte Überlagerung von Mess- und Referenzstrahl, dies kann entweder von einem Parallelversatz oder einer Nichtparallelität der Strahlen herrühren. Der Parallelversatz bleibt messwegunabhängig gleich groß und soll daher an

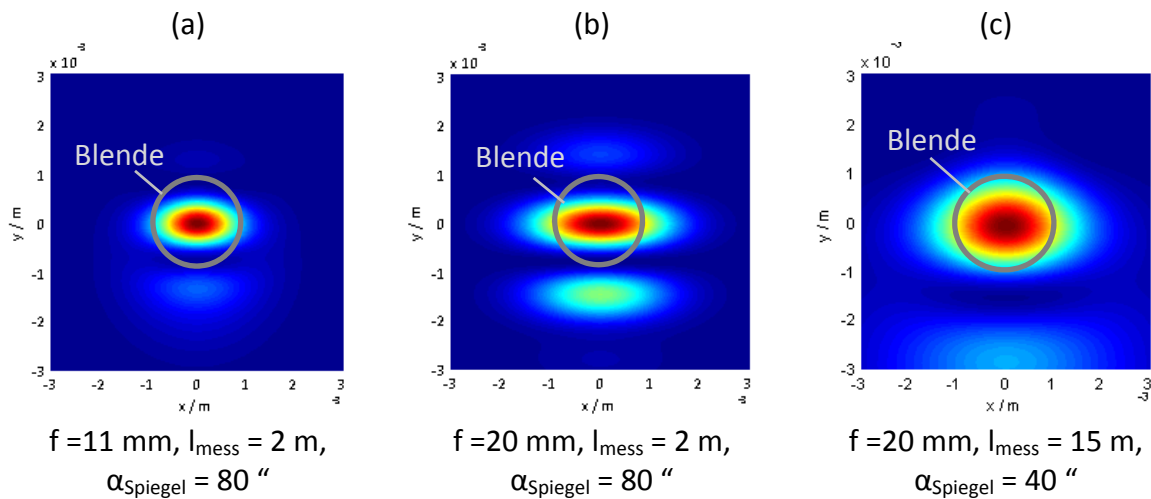
<sup>14</sup> Bei  $z_r$  hat der Strahl sich auf das  $\sqrt{2}$ -fache der Strahltaile aufgeweitet und der Krümmungsradius  $R(z) = z + z_r^2/z$  der Wellenfronten wird minimal.

<sup>15</sup> Aufgrund verschiedener Einflüsse weichen reale Gaußstrahlen von den durch die Gleichungen gegebenen Werten ab. Die Beugungsmaßzahl  $M^2 = \pi/\lambda * w_0 \Theta$  ( $w_0$ ,  $\Theta$  – gemessen) ist ein Maß für die Abweichung des Gaußstrahls vom Idealfall ( $M=1$ ) [154].

dieser Stelle nicht betrachtet werden. Ein um  $\alpha_{\text{Spiegel}}$  verkippter Messspiegel führt zu einem lateralen Versatz am Ort der Beobachtung

$$\Delta r = \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2} = l_{\text{mess}} \cdot \tan 2\alpha_{\text{Spiegel}} \quad (3.30)$$

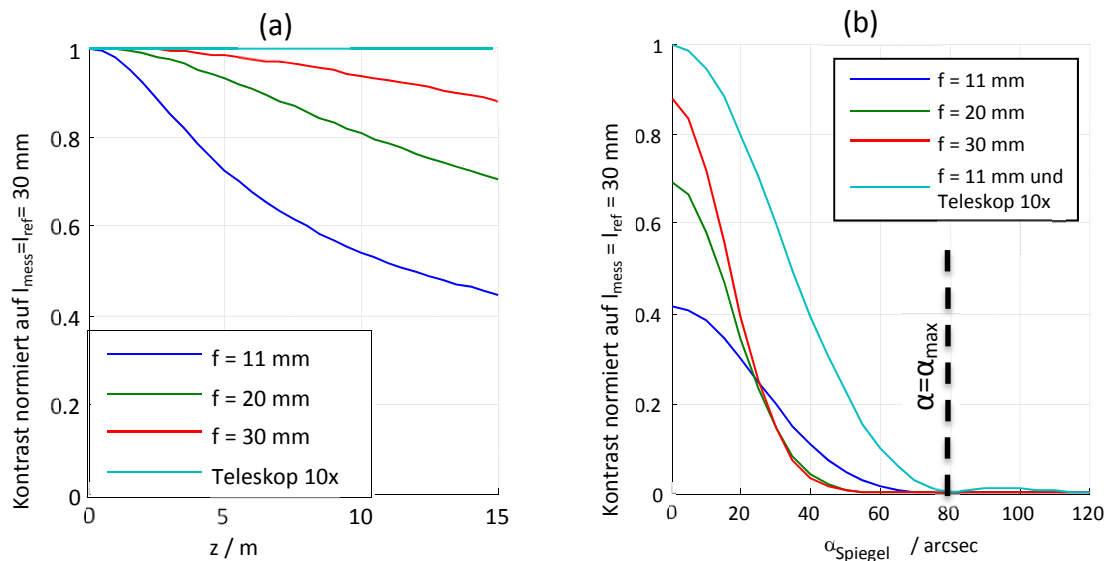
Somit kann selbst dann wenn die beim Planspiegelinterferometer üblicherweise zulässigen Kippwinkel des Messspiegels (Gleichung (3.23)) eingehalten werden, eine Überdeckung von Mess- und Referenzstrahl am Ort der Blende unter Umständen nicht gewährleistet werden. Eine Anpassung der Strahlgeometrie an die geforderten Messbereiche ist somit zwingend erforderlich. In Abb. 3.10 sind die berechneten Interferenzbilder für einen Strahldurchmesser von 2 mm und 3,6 mm für die Messabstände 2 m und 15 m dargestellt. Im Bild ist eine Blende mit  $D_{\text{Blende}} = 1$  mm als grauer Kreis dargestellt. Mit dem größeren Strahlquerschnitt (z.B. für  $f = 20$  mm) ist bedingt durch die geringere Divergenz bei den gleichen Messwegen ein besserer Kontrast erreichbar (b).



**Abb. 3.10** Berechnete Interferenzbilder für verschiedene Strahldurchmesser und Entfernungen  $l_{\text{mess}}$  ( $D_{\text{Laser}}(f = 11 \text{ mm}) = 2 \text{ mm}$ ,  $D_{\text{Laser}}(f = 20 \text{ mm}) = 3,6 \text{ mm}$ )

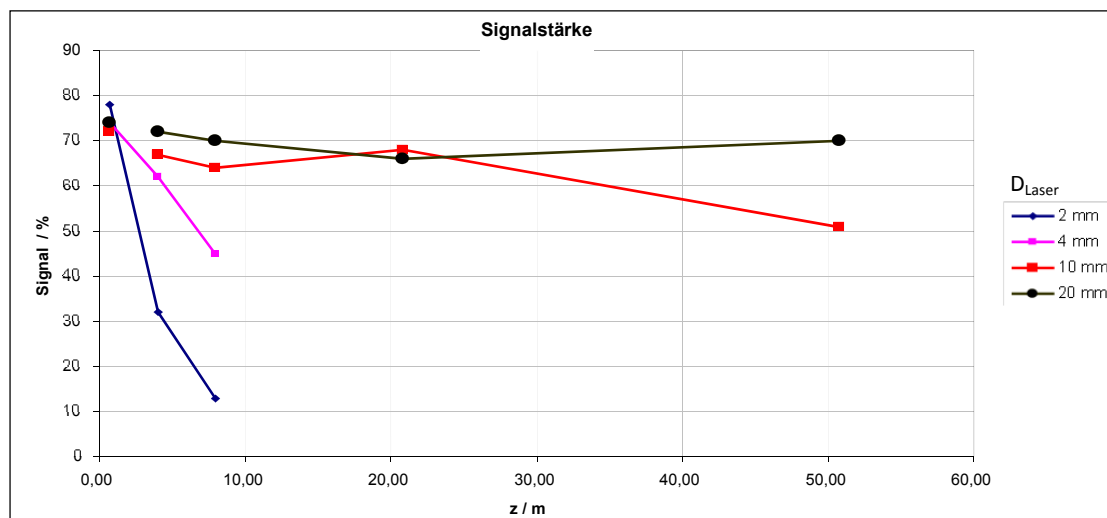
Abb. 3.11 zeigt den berechneten Kontrast der Interferenzerscheinung. Dabei entspricht der Kontrast nicht dem häufig verwendeten Michelsonkontrast  $K_{\text{Michelson}} = (I_{\text{max}} - I_{\text{min}}) / (I_{\text{max}} + I_{\text{min}})$  stattdessen wird zur Bewertung des Kontrasts der zuvor beschriebene Signalhub  $\Delta U_{\text{Fotodiode}}$  verwendet wobei der Signalhub bei  $l_{\text{mess}} = l_{\text{ref}} = 30 \text{ mm}$  (Messweg = 0 mm) als Bezug dient. Wie aus Abb. 3.11 (a) ersichtlich wird, kann durch eine Vergrößerung des Strahldurchmessers der Kontrastabfall verringert werden. Wie zuvor erwähnt ist für große Messentfernungen nicht mehr in erster Linie der durch den Blendendurchmesser bestimmte zulässige Kippwinkel des Planspiegels entscheidend sondern vielmehr der Grad der Überlagerung der Strahlen am Ort der Blende. So ist in Abb. 3.11 (b) festzustellen, dass das erstgenannte Kriterium nur für den Strahl mit 10-facher teleskopischer Aufweitung gilt. Interessanterweise er-

geben sich für den durch  $f = 11$  mm aufgeweiteten Strahl für größere Kippwinkel günstigere Kontrastverhältnissen als für die Brennweiten 20 mm und 30 mm.



**Abb. 3.11** (a) Berechneter Kontrast in Abhängigkeit von der Messstrecke, (b) berechneter Kontrast bei verschiedenen Spiegelneigungen für  $l_{\text{mess}} = 15$  m

Bei den größeren Brennweiten ist die Strahldivergenz so gering, dass es bei maximal gekipptem Messspiegel durch die Ablenkung der Strahlen kaum noch zu einer Überlagerung der Strahlen kommt, während bei dem stark divergentem Strahl immer noch Anteile mit dem Referenzstrahl interferieren. Aus den in Abb. 3.12 dargestellten Messwerten für die Signalstärke des Interferometers wird jedoch ersichtlich, dass das Signal für den Strahl mit  $D_{\text{Laser}} = 2$  mm sogar schneller abfällt, als aus den Berechnungen hervorgeht. Ursache hierfür sind die spezifischen Eigenschaften der fotoelektrischen Empfänger [70].



**Abb. 3.12** Gemessene Signalstärke der Interferometer (100% entspricht  $I_{\text{mess}} = I_{\text{ref}}$ ,  $\alpha_{\text{Spiegel}} = 0$ ) in Abhängigkeit von der Messentfernung

Die in Abb. 3.12 dargestellten Messwerte für Weglängen über 20 m wurden sowohl mit Planspiegelreflektoren als auch mit Retroreflektoren ermittelt. Als Retroreflektoren kamen dabei Tripelspiegel zum Einsatz, wobei der Messstrahl so in die Tripelspitze justiert wurde, dass er mit dem retroreflektierten Strahl coaxial war. Für Anwendungen, bei denen keine großen lateralen Bewegungen des Messreflektors zu erwarten sind, ist die Kombination von Planspiegel und Retroreflektoren vorteilhaft, da Winkellagen des Reflektors so die Signalqualität nicht beeinflussen (die Vorzüge der einstrahligen Interferometeranordnung bleiben erhalten).

Zur Kollimierung der Laserstrahlung nach dem Lichtwellenleiter wird, wie bereits erwähnt, eine Einzellinse verwendet. Um im Fernfeld optimale Abbildungseigenschaften zu erzielen, werden Asphären<sup>16</sup> eingesetzt, die die sphärische Aberration des Systems minimieren.

Eine weitere Variante zur Strahlaufweitung stellt der Einsatz von Teleskopen dar. Es kommen dazu sowohl Keplersche als auch Holländische (Galilei-) Fernrohre in Frage. Da die Baulänge durch die Differenz der bildseitigen Brennweiten von Objektiv und Okular bestimmt wird, sind beim Holländischen Fernrohr, durch den Einsatz einer Zerstreuungslinse mit negativer Brennweite im Okular, geringere Baulängen realisierbar [62]. Gemäß den beschriebenen Gleichungen für die Ausbreitung von Gaußstrahlen ist die Strahltaile hinter dem Teleskop für den Fall, dass die Strahltaile nach Abbildung durch die erste Linse in der Brennebene der zweiten Linse liegt

$$w'_0 = \frac{f_2}{f_1} w_0 \sqrt{\frac{(z_0^2 + z_r^2)}{z_r^2}} \quad (3.31)$$

Die Ausgangsstrahltaile  $w_0$  wird dabei durch den beschriebenen Kollimator mit  $f = 11$  mm erzeugt, wodurch die erforderlichen Teleskopvergrößerungen auf  $f_2/f_1 < 10$  beschränkt sind.

In Bezug auf die Anordnung der Teleskope gibt es grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Einerseits kann das Teleskop direkt hinter dem Kollimator in den Strahlengang gebracht werden. Der aufgeweitete Strahl durchläuft dann wie im Falle der Strahlaufweitung mit einer Einzellinse das gesamte Interferometer. Es gelten die zuvor beschriebenen Bedingungen für den Interferenzkontrast und die zulässigen Kippwinkel des Spiegels. Allerdings müssen in dieser

---

<sup>16</sup> Weiterhin ist der Einsatz von entsprechenden Achromaten möglich. Obwohl die chromatische Aberration bei der Verwendung von Lasern nicht von Bedeutung ist, sind Achromate geeignet da diese typischerweise gleichzeitig für minimale sphärische Aberration optimiert sind.



Anordnung die freien Aperturen aller optischen Bauelemente an den größeren Strahldurchmesser angepasst sein. Damit verbunden sind ein deutlich vergrößerter Gesamtbauraum und höhere Kosten für die optischen Bauelemente. Die zweite Variante ist die Strahlaufweitung am Interferometerausgang. Hier durchläuft lediglich der Messstrahl das Teleskop und nur der Reflektor muss an den neuen Strahldurchmesser angepasst werden. Da die Strahldivergenz infolge der teleskopischen Aufweitung sehr gering ist, durchquert der reflektierte Strahl das Teleskop mit annähernd dem gleichen Durchmesser wie nach Aufweitung und wird nahezu auf seinen ursprünglichen Durchmesser verkleinert. Ein Nachteil dieser Variante ist, dass evtl. auftretende Kippwinkel des Messspiegels durch das Teleskop mit der Winkelvergrößerung

$$\Gamma'_{\infty} = -\frac{f_2}{f_1} \quad (3.32)$$

abgebildet werden, wodurch der zulässige Kippwinkel (Gleichung (3.23)) des Interferometers um die Winkelvergrößerung des Teleskops verkleinert wird. Folglich sind Anordnungen mit großen Kollimatorbrennweiten oder Kollimator-Teleskop-Kombinationen vor Durchgang durch das Interferometer durch die freien Aperturen der optischen Bauelemente, und Aufbauten mit Strahltransformation des Messstrahls am Interferometerausgang durch die zulässigen Kippwinkel (ggf. Einsatz von Retroreflektoren) beschränkt.

### 3.2.3 Fehlereinflüsse bei der linearen Positionsmessung

Nach der Darstellung der Funktionsweise der verwendeten Interferometeranordnung und von Möglichkeiten zur Anpassung an große Messbereiche soll an dieser Stelle ein Überblick über wesentliche Fehlereinflüsse bei der linearen interferometrischen Positionsmessung gegeben werden. Eine ausführliche Beschreibung der Messunsicherheitsbeiträge findet sich in [87] und [24], die folgenden Ausführungen dienen in erster Linie einer Abschätzung der Unsicherheitsbeiträge bei der Kalibrierung von KMG und PWZM und der Ableitung von Maßnahmen zu ihrer Verringerung. Gleiche Erwägungen sind auch bei den im Anschluss vorgestellten interferometrischen Verfahren zur Messung abgeleiteter Größen wie Winkel oder Geradheit zu berücksichtigen.

Grundsätzlich kann bei der Betrachtung der Messabweichungen von der interferometrischen Grundgleichung (3.10) ausgegangen werden, wobei Zählerstand und Interpolationsfaktor ( $Z/e$ ) die Phasenlage ( $\gamma$ ) repräsentieren. Basis der Messung ist der Unterschied der Phasenlage zu Beginn (A) und am Ende der Messung (B). Die zugeordneten geometrischen Längendif-

ferenzen zwischen Mess- und Referenzstrahl sind  $\Delta l_A$  und  $\Delta l_B$ , wobei zunächst nicht zwischen einer Längenänderung des Mess- und des Referenzstrahls zu unterscheiden ist und die Betrachtung sich lediglich der Anschaulichkeit halber auf den Messstrahl beschränkt.

$$\Delta\gamma = Z \cdot \frac{2\pi}{e} = \gamma_A - \gamma_B = \Delta l_B \cdot \frac{2\pi \cdot n_{Luft_B}}{\lambda_{0_B}} - \Delta l_A \cdot \frac{2\pi \cdot n_{Luft_A}}{\lambda_{0_A}} \quad (3.33)$$

Durch Bewertung der geometrischen Wegdifferenzen mit der Brechzahl ergibt sich die Änderung der optischen Weglänge (OWL). Die gemessene Spiegelverschiebung ( $l_{mess}$ ) folgt schließlich durch den Interferometerfaktor ( $K_{int}$ ), der aus der Strahlführung im Interferometer resultiert.

Die Messabweichung bei einer Verschiebung des Messspiegels ist [88]:

$$\delta l_{mess} = \frac{Z}{e} \cdot \frac{1}{K_{int}} \cdot \frac{\lambda_0}{n_{luft}} - \Delta l_{spiegel} = \Delta OWL \frac{1}{K_{int}} - \Delta l_{spiegel} \quad (3.34)$$

### *Messabweichungen durch die Ausbreitungscharakteristik der verwendeten Laserstrahlung*

In der bisherigen Darstellung der Gleichungen für die Interferenz zweier sich überlagernder Strahlen wurde von ebenen Wellenfronten ausgegangen. Wie in [85] gezeigt wird, sind die Wellenfronten eines Gaußstrahls jedoch lediglich in der Strahlmitte eben und sonst mit dem Radius  $R(z)$  gekrümmt. Die Folge der Überlagerung gekrümmter Wellenfronten ist ein zusätzlicher ortsabhängiger Phasenterm für die Betrachtung in einem Abstand  $r$  zur optischen Achse.

$$\phi_{transversal} = \frac{kr^2}{2R(z)} \quad (3.35)$$

Der darin enthaltene Radius der Wellenfronten im Abstand  $z$  zur Strahlmitte ist:

$$R(z) = z \left( 1 + \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right) \quad (3.36)$$

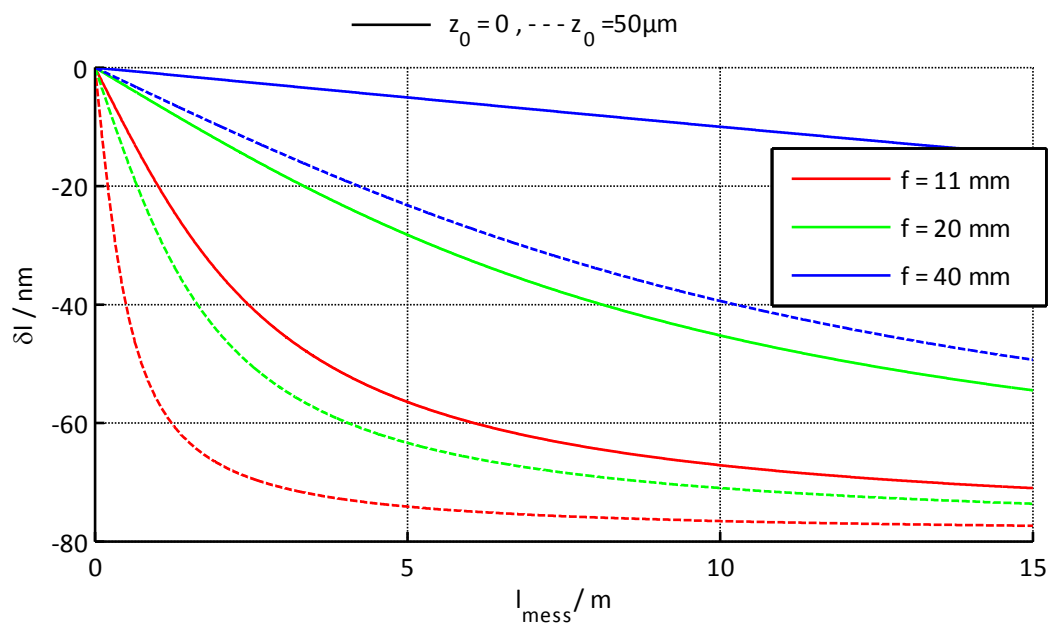
Ein weiterer Phasenterm, der aus der Lösung der Wellengleichung für einen beugungsbegrenzten Strahl folgt, entspricht einer Änderung des Abstands der Wellenfronten entlang der Ausbreitungsachse.

$$\phi_{longitudinal} = \arctan\left(\frac{z}{z_r}\right) = \arctan\left(\frac{z\lambda}{\pi w_0^2}\right) \quad (3.37)$$

Folglich ist die Phasenlage am Ort der Interferenzbetrachtung mit der bereits bekannten Phase aus der optischen Wegdifferenz (3.8):

$$\gamma = k \cdot \Delta l + \phi_{\text{longitudinal}} + \phi_{\text{transversal}} \quad (3.38)$$

Der longitudinale Phasenterm hängt maßgeblich von der Strahltaille der verwendeten Laserstrahlen ab und kann durch Auswahl geeigneter Abbildungsoptiken (Kollimator, ggf. Teleskop) minimiert werden. Die Messabweichung nähert sich mit zunehmendem Abstand zur Strahltaille ( $z = 0$ ) ihrem Maximalwert von  $\lambda/8$  (entspricht  $\phi = \pi/2$ ). Sowohl der Radius der Strahltaille als auch ihre Lage  $z_0$  entlang des Messwegs hängen von der Justage der abbildenden Optik ab [89]. Genauer gesagt, ist der Abstand der Ausgangstaille (Faserendfläche) zum Brennpunkt des optischen Systems entscheidend für die resultierende Messabweichung. In Abb. 3.13 ist die durch den longitudinalen Phasenterm verursachte Messabweichung in Abhängigkeit vom Messwert für verschiedene Kollimatorbrennweiten dargestellt. Weiterhin entsprechen die gestrichelten Kurven der Messabweichung bei einer maximal anzunehmenden Dejustage des Kollimators von  $50 \mu\text{m}$ .

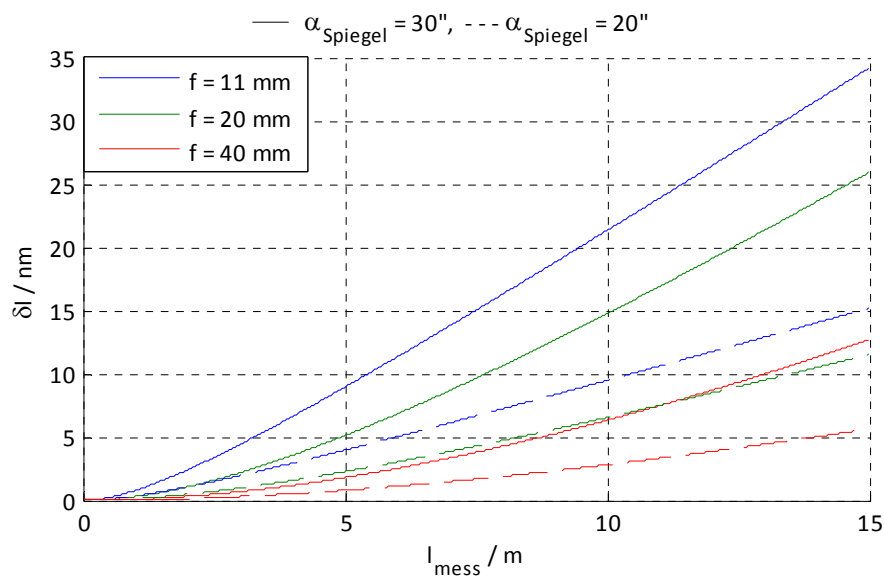


**Abb. 3.13** Messabweichung durch den longitudinalen Phasenterm

Prinzipiell ist es möglich, mit einer gezielten Verlagerung der Strahltaille auf den Messspiegel am Messbereichsende die Strahlaufweitung im Messbereich zu minimieren. Dazu wird die objektseitige Strahltaille (Faserendfläche) aus der Brennebene der Kollimatorlinse um  $z_0$  verschoben. Wie aus (3.28) hervorgeht, ist die maximal mögliche Verlagerung bei  $z_0 = z_r$  erreicht und beträgt  $-f^2/2z_r$ . Während so eine Verbesserung des zuvor behandelten Signalkontrasts

erreichbar ist, führt die Verlagerung zu einer Vergrößerung des in Abb. 3.13<sup>17</sup> dargestellten resultierenden Messfehlers. Wird für die Brennweite  $f = 30 \text{ mm}$  die Taille auf den Messspiegel am Messbereichsende ( $z = 15 \text{ m}$ ) abgebildet, so wird der Messfehler bei  $z = MB/2$  zu null.

Der transversale Phasenterm spielt unter idealen Messbedingungen keine Rolle, da hier das Interferenzbild exakt auf der optischen Achse abgetastet wird. Kommt es bei Messungen mit Planspiegelreflektor jedoch zu Kippungen des Messspiegels, so wandert der Strahl am Ort der Blende aus und wird im Abstand  $\Delta r$  (3.30) zu seiner Achse abgetastet. Die Messabweichung hängt vom Kippwinkel des Spiegels und der Messtrecke ab. In Abb. 3.14 ist die resultierende Messabweichung dargestellt. Bei einer Messtrecke von  $15 \text{ m}$  und einem Kippwinkel von  $30''$  ist  $\Delta r = 4,3 \text{ mm}$ <sup>18</sup>, die zu erwartende Messabweichung liegt für alle betrachteten Kollimatoren unter  $35 \text{ nm}$ .



**Abb. 3.14** Messabweichung durch den transversalen Phasenterm

Zur Minimierung der durch die Ausbreitungscharakteristik der Laserstrahlung bedingten Messabweichungen ist neben der Auswahl geeigneter, an den Messbereich angepasster Strahlformungssysteme eine exakte Justage der Kollimierungsoptiken erforderlich.

<sup>17</sup> Für die Berechnung wurde von einer Länge des Referenzarms von  $30 \text{ mm}$  ausgegangen.

<sup>18</sup> Bei der Verwendung von Tripelreflektoren anstelle eines Planspiegels liegt die Strahlverlagerung infolge eines seitlichen Auswanderns des Messreflektors typischerweise unter diesem Bereich.

*Messabweichungen durch Nichtlinearitäten und die Demodulationselektronik*

Messabweichungen durch Nichtlinearitäten haben ihre Ursache einerseits in Abweichungen der Phasenlage der Interferometersignale und andererseits in Mischeffekten in der polarisationsoptischen Strahlführung. Wie bereits beschrieben, beruht das Zählverfahren des Interferometers auf der Auswertung sinus- und kosinusförmiger Signale. Die Grundlage hierzu ist das Arkustangens-Verfahren, das amplitudengleiche Sinus-Signale ohne Offset mit einer exakten Phasenverschiebung von  $\pi/2$  voraussetzt. Offset und Amplitude der Signale werden durch die Auswerteelektronik geregelt, die Phasenlage kann an der Abtastung eingestellt werden. In [87] werden für Interferometersysteme die in Bezug auf die relevanten Baugruppen gleich den hier untersuchten sind, die Offset- und Amplitudenabweichungen mit jeweils 3% und die Einstellunsicherheit der Phasenlage mit  $1,5^\circ$  abgeschätzt, was zu einer periodischen Messabweichung mit einem Unsicherheitsbeitrag von 1,6 nm führt. Wie die ebenfalls in [87] angegebene Unsicherheit der A/D-Wandlung von 0,063 nm ist dieser Beitrag bei der Kalibrierung von KMG und PWZM vernachlässigbar gering.

Im polarisationsoptischen Interferometeraufbau wird der Laserstrahl am polarisierenden Strahlteiler in Mess- und Referenzstrahl aufgespalten. Das Extinktionsverhältnis des Teilers gibt an, wie effizient die beiden Polarisationsrichtungen geteilt werden. Es liegt typischerweise im Bereich von 1000:1 für den transmittierten Strahl und 100:1 für den reflektierten. Als Folge existieren in Mess- und Referenzarm Mischanteile beider Polarisationsrichtungen<sup>19</sup>. Während dieses Polarisations-Mixing in Heterodyninterferometern leicht Messabweichungen von 10 nm zur Folge hat [90] (3 nm [91]), sind die Auswirkungen auf Homodyninterferometer vergleichsweise gering. Für sie kann die Abweichung für ein Extinktionsverhältnis von nur 100:1 mit 0,5 nm (0,05 nm für 1000:1) angegeben werden [91], womit auch diese Messabweichung für die Anwendung des Interferometers bei der Maschinenkalibrierung vernachlässigbar gering ist.

*Geometrische Messabweichungen*

Im Folgenden werden die Messabweichungen beschrieben, die sich rein geometrisch durch die Strahlführung unter realen Messbedingungen im Unterschied zum idealen Interferometer ergeben. Ausgehend von (3.34) lässt sich unter der Annahme, dass für die geometrische

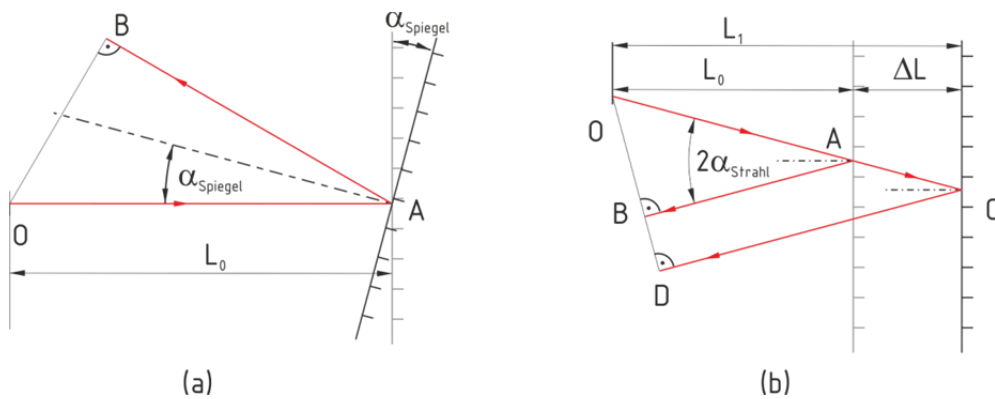
---

<sup>19</sup> Da jeder Strahl einmal an der polarisierenden Teilerschicht transmittiert und einmal reflektiert wird, sind die Anteile am Ort der Strahlüberlagerung  $< 1 \cdot 10^{-5}$ .

Betrachtung geometrische Weglänge = optische Weglänge (OWL) gilt, die Messabweichung formulieren als:

$$\delta l_{\text{mess}} = \Delta OWL \frac{1}{K_{\text{int}}} - \Delta l_{\text{Spiegel}} \quad (3.39)$$

Bei der Messung der linearen Position entlang einer Führungsachse ist davon auszugehen, dass der Messstrahl des Interferometers nicht exakt parallel zur Verfahrerrichtung ist, sondern mit ihr einen Winkel  $\alpha_{\text{Strahl}}$  einschließt. Weiterhin kann der Messspiegel um einen Winkel  $\alpha_{\text{Spiegel}}$  gegenüber dem Messstrahl geneigt sein, solange Gleichung (3.23) erfüllt ist, wobei der Messspiegel während der Messung seine Winkellage typischerweise im Rahmen der Führungsabweichungen ändert. Zunächst sollen die resultierenden Messabweichungen getrennt betrachtet werden.



**Abb. 3.15** Optische Weglängen bei Kippung des Spiegels (a) und bei Justagefehler des Messstrahls (b)

In Abb. 3.15 (a) sind die entsprechenden Messtrecken bei kippendem Messspiegel dargestellt. In der Ausgangslage steht der Messspiegel senkrecht auf dem Messstrahl, die optische Weglänge entspricht der Strecke OA und ist:

$$OWL_{1(a)} = 2 \cdot \overline{OA} = 2 \cdot L_0 \quad (3.40)$$

Kippt der Messspiegel, so ändert sich der Weg zu:

$$OWL_{2(a)} = \overline{OA} + \overline{BA} = L_0(1 + \cos(2\alpha_{\text{Spiegel}})) \quad (3.41)$$

Die Weglänge des zum Spiegel verlaufenden Strahls bleibt bei Kippung um den Auftreffpunkt gleich. Die interferometrisch wirksame Länge des Strahls entspricht der des hinlaufenden Strahls plus der des rücklaufenden zu dem Punkt (B), an dem die senkrecht auf der Strahlachse stehenden Wellenfronten am Ort der Blende (O) mit dem Referenzstrahl interferieren. Da die lineare Positionsänderung null ist, entspricht der angezeigte Messwert des Interferometers in diesem Fall der Messabweichung durch  $\alpha_{\text{Spiegel}}$ :

$$L_{\text{mess(a)}} = \delta l_{\text{mess}} = \frac{OWL_{2(a)} - OWL_{1(a)}}{2} = \frac{L_0}{2} (\cos(2\alpha_{\text{Spiegel}}) - 1) \quad (3.42)$$

$$= -L_0 \sin^2 \alpha_{\text{Spiegel}} \approx -L_0 \hat{\alpha}^2$$

Die Messabweichung ist zweiter Ordnung und hängt von der Länge  $L_0$  ab, die bei interferometrischen Längenmessungen typischerweise nicht exakt bekannt ist, da diese ein relatives Messverfahren darstellen. Für den angestrebten Messbereich von 15 m und einen maximalen Kippwinkel von  $\alpha_{\text{Spiegel}} = 30''$  beträgt die Messabweichung maximal  $0,32 \mu\text{m}$ .

Analog ergibt sich für einen Messspiegel der zu Beginn der Messung um  $\alpha_{\text{Spiegel-1}}$  und am Ende der Messung, während derer er um  $\Delta L$  verschoben wird, um  $\alpha_{\text{Spiegel-2}}$  geneigt ist:

$$\Delta L_{\text{mess}} = \frac{\Delta L (1 + \cos 2\alpha_{\text{Spiegel-2}}) + L_0 (\cos 2\alpha_{\text{Spiegel-2}} - \cos 2\alpha_{\text{Spiegel-1}})}{2} \quad (3.43)$$

Sowohl für  $L_0 = 0$  als auch für  $\alpha_{\text{Spiegel-1}} = \alpha_{\text{Spiegel-2}}$  folgt:

$$\Delta L_{\text{mess}} = \Delta L \cos^2 \alpha_{\text{Spiegel-2}} \quad (3.44)$$

Der zweite in Abb. 3.15 (b) dargestellte Fall ist ein um  $\alpha_{\text{Strahl}}$  zur Verfahrachse geneigter Messstrahl, wobei der Messspiegel zunächst senkrecht zur Verfahrachse steht.

$$OWL_{1(b)} = \overline{OA} + \overline{AB} = \frac{L_0}{\cos \alpha_{\text{Strahl}}} \cdot (1 + \cos(2\alpha_{\text{Strahl}})) \quad (3.45)$$

$$OWL_{2(b)} = \overline{OC} + \overline{CD} = \frac{L_1}{\cos \alpha_{\text{Strahl}}} \cdot (1 + \cos(2\alpha_{\text{Strahl}})) \quad (3.46)$$

$$\Delta L_{\text{mess(b)}} = \frac{OWL_{2(b)} - OWL_{1(b)}}{2} = \frac{L_1 - L_0}{\cos \alpha_{\text{Strahl}}} \cdot \frac{1}{2} (1 + \cos(2\alpha_{\text{Strahl}})) \quad (3.47)$$

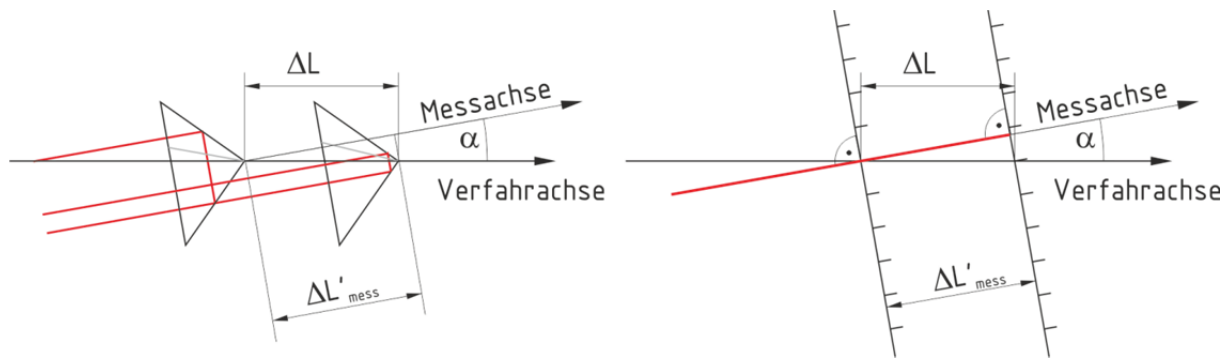
$$= \Delta L \cdot \cos(\alpha_{\text{Strahl}})$$

$$\delta L_{\text{mess}} = \Delta L_{\text{mess(b)}} - \Delta L = \Delta L (\cos \alpha_{\text{Strahl}} - 1) \quad (3.48)$$

Die resultierende relative Messabweichung für  $\alpha_{\text{Spiegel}} = 30''$  ist  $\delta L_{\text{mess}}/\Delta L = -1,06 \cdot 10^{-8}$ .

Während die bis hierher besprochenen Messabweichungen speziell für die Messung mit als Planspiegel ausgeführten Messreflektoren gelten, ist die Messabweichung durch eine Winkellage der Messachse und der zu messenden Führungsbahn vom Messreflektor unabhängig. Sie beträgt entsprechend Abb. 3.16:

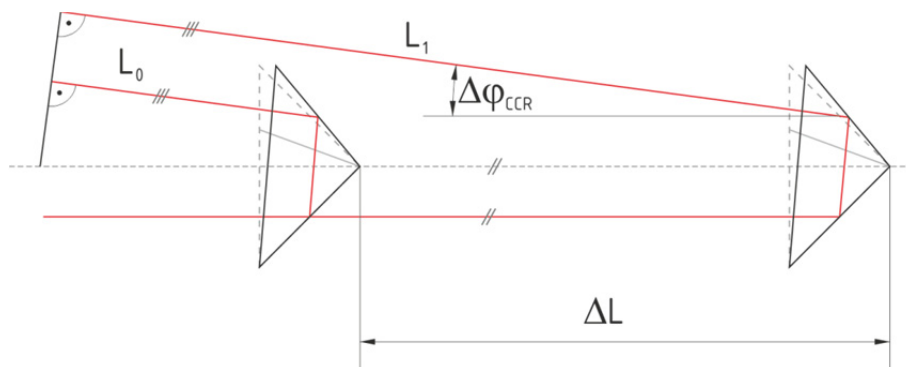
$$\delta L_{\text{mess}} = \Delta L_{\text{mess}} - \Delta L = \Delta L \cdot (\cos \alpha - 1) \quad (3.49)$$



**Abb. 3.16** Messabweichungen infolge der Ausrichtung von Messachse und Verfahrachse bei Tripelreflektoren (links) und Planspiegelreflektor (rechts)

Für die Messung mit Tripelreflektoren sind zwei weitere Messabweichungen zu beachten. Tripelreflektoren sind prinzipiell Würfecken, die drei zueinander senkrechte Flächen aufweisen [92]. Es existieren Ausführungen als Tripelprisma und Ausführungen als Tripelspiegel, die aus drei zueinander angeordneten Einzelspiegeln bestehen. Durchläuft der Messstrahl das Glas des Tripelprismas, bei senkrechtem Strahleintritt beträgt die zurückgelegte Glasstrecke  $2h$ , wobei  $h$  die Höhe des Prismas von der Strahleintrittsfläche zur (virtuellen) Spitze des Tripels ist. In [82] wird gezeigt, dass die optische Weglänge sich bei Winkelbewegungen des Reflektors ändert, wobei diese Abweichungen für Rotationen um das optische Zentrum, welches im Abstand  $h(n_{\text{Glas}}-1)/n_{\text{Glas}}$  zur Tripelspitze liegt, minimal werden. Bei Tripelspiegeln tritt diese Problematik hingegen nicht auf.<sup>20</sup>

Die zweite Messabweichung ist bedingt durch die Fertigungstoleranzen der verwendeten Tripelreflektoren. Dabei ist der Winkel der Spiegelflächen zueinander entscheidend. Bei Tripelprismen ist zudem der Winkel der Strahleintrittsfläche zur Symmetrieachse des Tripels von Bedeutung, da der Laserstrahl hier bei Strahleintritt und -austritt gebrochen wird. Diese Toleranzen führen letztendlich zu einem Ablenkwinkel  $\Delta\varphi_{\text{CCR}}$  des reflektierten Strahls [93].



**Abb. 3.17** Winkelabweichung durch Fertigungstoleranzen der verwendeten Tripelreflektoren

<sup>20</sup> Für ein Tripelprisma mit 25,4 mm Durchmesser wird erst bei einer Drehung um die Tripelspitze von etwa  $\Theta = 0,28^\circ$  eine Messabweichung von  $0,1 \mu\text{m}$  erreicht ( $\delta L(\Theta=100'') = 1 \text{ nm}$ ).

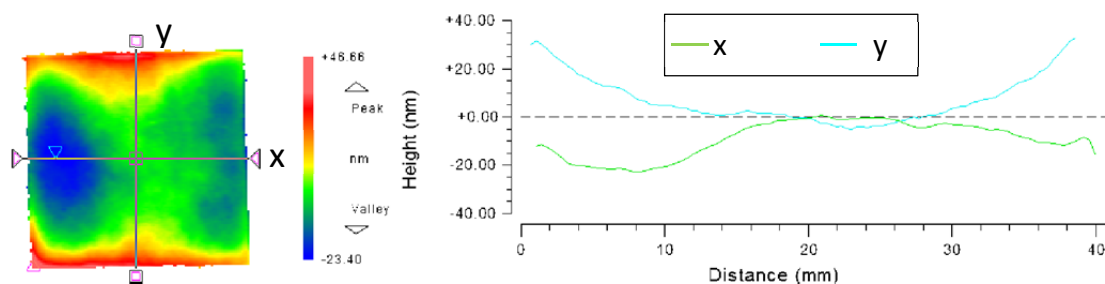


Die so verursachte Messabweichung ist:

$$\delta L_{CCR} = \Delta L \left( \cos^2 \frac{\Delta \varphi_{CCR}}{2} - 1 \right) \quad (3.50)$$

Damit die Messabweichung bei maximalen Messlängen von  $\Delta L = 15 \text{ m}$  kleiner als  $0,1 \text{ }\mu\text{m}$  bleibt, muss  $\varphi_{CCR} \leq 34''$  sein. Für Winkelabweichungen von  $\varphi_{CCR} \leq 10''$ , die für Präzisionsmessungen übliche Genauigkeiten der Optiken darstellen, liegen die Messabweichungen bereits unter  $10 \text{ nm}$ .

Zusätzlich zu den erläuterten geometrischen Messabweichungen ergeben sich Abweichungen durch die Geometrie der Oberflächen der Messreflektoren. Die Oberflächenabweichungen der reflektierenden Flächen führen zu unterschiedlichen Messwerten an verschiedenen Antastpunkten, so dass eine Verschiebung des Messreflektors senkrecht zur Messachse eine Änderung des Messwerts zur Folge hat. Bei einer Wiederholungsmessung äußert sich dies als systematische Messabweichung, die direkt vom Justagezustand abhängig ist.



**Abb. 3.18** Oberflächenprofil Messspiegel

Zur Verringerung der geometrischen Messabweichungen ergeben sich folgende Maßnahmen:

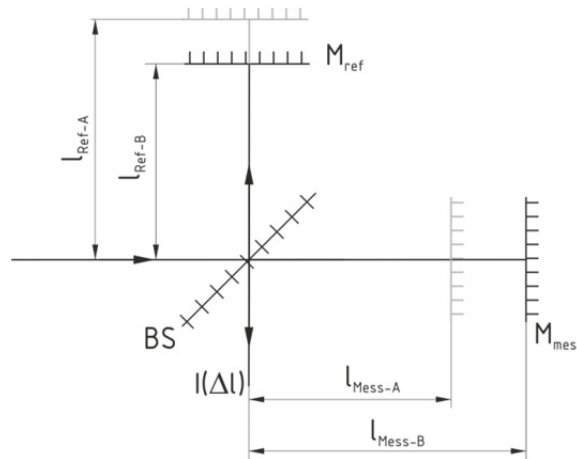
- Auswahl geeigneter Optiken als Messreflektoren (Ebenheitsabweichung  $< \lambda/20$ , bei Tripelreflektoren  $\varphi_{CCR} \leq 10''$ )
- Sorgfältige Justage vor Beginn der Messung ( $\alpha_{\text{Strahl}}$ ,  $\alpha_{\text{Spiegel}}$  minimal)
- Erfassung und rechnerische Korrektur der Spiegelneigung durch simultane Winkelmessung (interferometrischer Cos-Fehler)
- Korrektur der Ausrichtung von Mess- und Verfahrenachse durch Bestimmung der Richtungsabweichung aus simultaner Messung der zum Messsystem lateralen Bewegungskomponente des Messreflektors (geometrischer Cos-Fehler).

### *Messabweichungen bedingt durch Brechzahlchwankungen und Wellenlängenstabilität*

Die Wellenlänge des verwendeten Lasers ist der Maßstab der interferometrischen Längenmessung. Die wirksame Wellenlänge  $\lambda$  unterscheidet sich von der Wellenlänge im Vakuum  $\lambda_0$ , bedingt durch die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Medium  $c_M$  (Luft). Zur Berechnung von  $\lambda$  wird der Brechungsindex des Mediums  $n_M$  verwendet.

$$\lambda = \lambda_0 \cdot \frac{c_M}{c_0} = \frac{\lambda_0}{n_M} \quad (3.51)$$

Im Folgenden soll zunächst die Beeinflussung der interferometrischen Messung durch Schwankungen der Wellenlänge und der Brechzahl beschrieben werden. Anschließend wird auf die Abhängigkeit der Luftbrechzahl von den Umgebungsbedingungen genauer eingegangen, da diese sowohl für die erreichbaren Messabweichungen der interferometrischen als auch der verwendeten nicht-interferometrischen Messverfahren von Bedeutung ist.



**Abb. 3.19** Wegstrecken während der interferometrischen Messung

In Abb. 3.19 sind die optischen Wege im Interferometeraufbau zu Beginn (A) und am Ende der Messung (B) dargestellt. Analog zu Gleichung (3.33) ergibt sich der Phasenunterschied am Interferometerausgang aus der Differenz der Längen von Mess- und Referenzarm, ausgedrückt in Wellenlängen, zu Beginn und am Ende der Messung.

$$\Delta\gamma = (l_{Mess-B} - l_{Ref-B}) \cdot \frac{K_{int} 2\pi}{\lambda_B} - (l_{Mess-A} - l_{Ref-A}) \cdot \frac{K_{int} 2\pi}{\lambda_A} \quad (3.52)$$

Dabei sind die Wellenlängen  $\lambda_{A,B}$  die Vakuumwellenlängen bezogen auf die Brechzahl zu den jeweiligen Beobachtungszeitpunkten  $\lambda_0(t)/n_{Luft}(t)$ . Die zu messende Verschiebung des Messreflektors ist dann:

$$\Delta l = l_{Mess-A} - l_{Mess-B} = \frac{\Delta\gamma \cdot \lambda_B}{K_{int} 2\pi} + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_A} l_{Mess-A} - \frac{\lambda_B l_{Ref-A} - \lambda_A l_{Ref-B}}{\lambda_A} \quad (3.53)$$

Wird davon ausgegangen, dass der Referenzarm sich während der Messung nicht verändert, so ist die gemessene Länge nur noch von der Spiegelverschiebung und der Änderung der Wellenlänge in Luft abhängig:

$$\Delta l = \frac{\Delta \gamma \cdot \lambda_B}{K_{int} 2\pi} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda_A} (l_{Mess-A} - l_{Ref}) \quad (3.54)$$

Der rechte Term entspricht dabei dem Gangunterschied zu Beginn der Messung und wird als Totstrecke bezeichnet [94], [95]. Die Totstrecke verursacht Nullpunktabweichungen bei der Messung, die ausschließlich von der Abweichung der wirksamen Wellenlänge zu Beginn der Messung und dem Beobachtungszeitpunkt abhängig sind. Ist die Totstrecke gleich null, so ist für den Messwert nur die Brechzahl zum Beobachtungszeitpunkt  $\lambda_B$  relevant.

Grundvoraussetzung dieser Betrachtung ist die Gleichheit der Glasstrecke in Mess- und Referenzarm des Interferometers. Liegt diese Voraussetzung nicht vor, so erweitert sich das Modell, wobei es vorteilhaft ist, die optischen Weglängen  $l_{opt} = l_{geo} \cdot n_{Medium}$  zu verwenden.

$$\Delta \gamma = \left( \sum_i (l_{Mess-B_i} \cdot n_{B_i}) - \sum_j (l_{Ref-B_j} \cdot n_{B_j}) \right) \frac{K_{int} 2\pi}{\lambda_{0-B}} \quad (3.55)$$

$$- \left( \sum_i (l_{Mess-A_i} \cdot n_{A_i}) - \sum_j (l_{Ref-A_j} \cdot n_{A_j}) \right) \frac{K_{int} 2\pi}{\lambda_{0-A}}$$

Zur vollständigen Beschreibung des Aufbaus ist weiterhin die Temperaturabhängigkeit (thermische Ausdehnung) der geometrischen Weglängen  $l_{geo}(T(t))$  in Gleichung (3.55) zu berücksichtigen.

Die Brechzahl von Luft liegt für Normbedingungen während der Messung im Bereich von 1,00027, das heißt eine Nichtbeachtung des Unterschieds zur Vakuumwellenlänge würde zu erheblichen Messabweichungen führen. Darüber hinaus ist die Brechzahl der Luft eine Funktion der Zustandsgrößen Druck, Temperatur und Luftfeuchte, und somit orts- und zeitabhängigen Schwankungen unterworfen. Eine Beschreibung der Abhängigkeit der Brechzahl der Luft von diesen Zustandsgrößen erfolgte in [96] mit Hilfe der empirischen Edlén-Formel. Diese wurde später in ([97] in Kombination mit [98]) in Bezug auf die Feuchteabhängigkeit überarbeitet. In [99] und [100] werden weitere modifizierte Versionen angegeben.

Die Form gemäß [100] ist<sup>21</sup>:

$$n = 1 + p \cdot 10^{-8} \cdot \left[ A + \frac{B}{130 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{C}{38.9 - \frac{1}{\lambda^2}} \right] \cdot \frac{[1 + 10^{-8} \cdot (E - FT)p]}{(1 + GT)D} \quad (3.56)$$

$$- 10^{-10} \cdot \frac{292.75}{T + 273.15} \cdot \left[ 3.7345 - \frac{0.0401}{\lambda^2} \right] \cdot p_v$$

mit den Konstanten: A=8342.54; B=2406147; C=15998; D=96095.43; E=0.601; F=0.00972; G=0.003661, der Temperatur T in °C, der Wellenlänge  $\lambda$  in  $\mu\text{m}$ , sowie Luftdruck p und Wasserdampfpartialdruck  $p_v$  in Pa. Die Abhängigkeit der Brechzahl von der Wellenlänge beschreibt das Dispersionsverhalten der Luft. Neben den direkt in der Formel berücksichtigten Eingangsparametern ist natürlich auch die Zusammensetzung der Luft und hierbei wiederum in erster Linie Anteile von Schmier- und Lösungsmitteln<sup>22</sup> etc. in industriellen Messumgebungen sowie der CO<sub>2</sub>-Gehalt von Bedeutung. Der mittlere CO<sub>2</sub>-Gehalt beträgt 450  $\mu\text{mol/mol}$ , kann aber in geschlossenen Messräumen höher liegen. Für Schwankungen unter 150  $\mu\text{mol/mol}$  liegen die Abweichungen der berechneten Brechzahl unter  $2 \cdot 10^{-8}$ . Für höhere Genauigkeiten oder bei größeren Abweichungen der Zusammensetzung können die in [99] und [101] gegebenen Gleichungen mit entsprechenden Korrekturtermen verwendet werden. In Tabelle 3.1 sind die Grenzen der Parameter für die verschiedenen Gleichungen zur Berechnung der Luftbrechzahl aus den Umgebungsparametern angegeben. Im Bereich der Normalbedingungen (T = 20 °C, p = 100 kPa,  $\varphi_{\text{rel}} = 50 \%$ ), der für Messungen an KMG und PWZM relevant ist, ergeben sich nur vernachlässigbare Abweichungen zwischen den Gleichungen, allerdings weisen die verschiedenen Formeln selbst Unsicherheiten ( $u_{\text{Formel}}$ ) auf, da es sich um empirische Gleichungen handelt.

**Tabelle 3.1** Gültigkeitsbereiche und Unsicherheiten empirischer Formeln zur Brechzahlbestimmung

Formel	$\lambda$ / nm	p / kPa	$\varphi_{\text{rel}}$ / %	T / °C	CO <sub>2</sub> / ( $\mu\text{mol/mol}$ )	$u_{\text{Formel}} / \Delta n/n$
Birch/Downs	350...650	20 ... 115	20...85	19,6	450	$3 \cdot 10^{-8}$ (3 $\sigma$ )
Nist	300...1700	60...120	0...85	-40...100	450	$2 \cdot 10^{-8}$ (k = 2)
Ciddor	300...1690	80 ...120	0...100	-40...100	0 ... 2000	$2,5 \cdot 10^{-8}$ (1 $\sigma$ )
Bönsch/Potulski <sup>23</sup>	467...644	94...102	0...67,5	19,6...20,1	370...860	$1 \cdot 10^{-8}$

<sup>21</sup> Sie entspricht der in [97] und [98] angegebenen Formel, wobei jedoch die Korrektur für die Luftfeuchte zu einem temperaturabhängigen Term verändert wurde um den Gültigkeitsbereich der Formel zu vergrößern.

<sup>22</sup> Die Änderungen der Brechzahl durch diese Bestandteile kann bis zu  $2 \cdot 10^{-7}$  betragen [101].

<sup>23</sup> Es kann davon ausgegangen werden, dass der Gültigkeitsbereich der Formel deutlich größer ist. Da jedoch in [99] keine Abschätzung des Unsicherheitsverlaufes bezogen auf die Eingangsparameter gegeben ist, werden

Die Gesamtunsicherheit bei der Bestimmung der Brechzahl wird jedoch durch die Messunsicherheiten der Eingangsparameter bestimmt. Zur Beschreibung der erforderlichen Genauigkeit der Eingangsparameter und der Anforderungen an die Umgebungsbedingungen für Präzisionslängenmessungen können die Empfindlichkeitskoeffizienten aus Gleichung (3.56) bestimmt werden:

**Tabelle 3.2** Abhängigkeit der Brechzahl von den Umgebungsbedingungen

$\frac{\partial n}{\partial T} = p \cdot 10^{-8} \cdot \left[ A + \frac{B}{130 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{C}{38.9 - \frac{1}{\lambda^2}} \right] \cdot \frac{[-10^{-8} F p - (1 + 10^{-8} \cdot (E - F t) p) G]}{(1 + G t)^2 D}$ $- 10^{-10} \cdot \frac{292.75}{(t + 273.15)^2} \cdot \left[ 3.7345 - \frac{0.0401}{\lambda^2} \right] \cdot p_v$	$= -9,15 \cdot 10^{-7} K^{-1}$
$\frac{\partial n}{\partial p} = 10^{-8} \cdot \left[ A + \frac{B}{130 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{C}{38.9 - \frac{1}{\lambda^2}} \right] \cdot \frac{[1 + 2p10^{-8} \cdot (E - F t)]}{(1 + G t) D}$	$= 2,68 \cdot 10^{-9} Pa^{-1}$
$\frac{\partial n}{\partial p_v} = -10^{-10} \cdot \frac{292.75}{t + 273.15} \cdot \left[ 3.7345 - \frac{0.0401}{\lambda^2} \right]$	$= 3,63 \cdot 10^{-10} Pa^{-1}$ $(1 \cdot 10^{-8} \backslash 1\%)$

Aus den Koeffizienten folgt, dass die Unsicherheiten der Parameter geringer als  $u(T) < 0,011^\circ C$ ,  $u(p) < 3,7 Pa$  und  $u(p_v) < 27,6 Pa$  sein müssen, um eine Unsicherheit der Brechzahlbestimmung im Bereich der Formelunsicherheit von  $1 \cdot 10^{-8}$  zu erreichen. Die für das aufgebaute Messsystem verwendete Umweltdatenerfassung erreicht Fehlergrenzen von  $\Delta t = \pm 0,1 C$ ,  $\Delta p = \pm 50 Pa$ ,  $\Delta f_{rel} = \pm 1,5\%$ , was eine Unsicherheit von etwa  $u(n_{Luft}) = 1 \cdot 10^{-7}$  zur Folge hat. Während Messräume normalerweise temperiert sind und somit feste Grenzen der Temperaturschwankungen angenommen werden können, unterliegt der Druck weitgehend atmosphärischen Schwankungen. Für Ilmenau lag die Jahresschwankung 2011 beispielsweise bei 67 hPa, die maximale Schwankung innerhalb eines Tages war 32 hPa bei einer mittleren Tagesschwankung von 4,9 hPa [102]. Die durch Luftdruckschwankungen innerhalb eines Tages bedingte Messabweichung liegt also im Mittel bei  $1,3 \cdot 10^{-6}$  und kann bis zu  $8 \cdot 10^{-6}$  betragen. Auch wenn davon auszugehen ist, dass die so verursachten Brechzahlschwankungen innerhalb einer Messung deutlich geringer sind, wird deutlich, dass bei Messungen in klimatisierten Messräumen Luftdruckschwankungen die Hauptfehlerquelle darstellen.

---

hier die Variationsbereiche der einzelnen Zustandsgrößen bei der experimentellen Bestimmung der Formelparameter als sichere Gültigkeitsgrenzen angenommen.

Um Abweichungen bei der Brechzahlbestimmung durch die verwendete Berechnungsvorschrift und die Messunsicherheiten der Umgebungsparameter zu vermeiden, besteht die Möglichkeit, die Brechzahl direkt mit Refraktometern zu messen. Hierbei sind Messunsicherheiten von  $2 \cdot 10^{-9}$  [99]...  $2,2 \cdot 10^{-9}$  [103] erreichbar<sup>24</sup>. Besonders bei interferometrischen Messungen über große Entfernungen, kommt es zu zusätzlichen Messabweichungen durch die Ortsabhängigkeit der Brechzahl. Ursache hierfür sind in erster Linie Temperaturgradienten entlang der Messstrecke, die eine Brechzahlbestimmung an mehreren Messstellen erforderlich machen. Zur Messung der Brechzahl entlang der Messstrecke können auch Ultraschallmessverfahren eingesetzt werden, da die Schallgeschwindigkeit von eben den gleichen Zustandsgrößen abhängt wie die Brechzahl. Diese Geräte erreichen unter Laborbedingungen Unsicherheiten von  $2,6 \cdot 10^{-8}$  [104], wobei jedoch bedingt durch die Richtcharakteristik des Schalls für große Messstrecken höhere Abweichungen zu erwarten sind. Eine weitere Möglichkeit ist die Ausnutzung der Dispersionseigenschaften der Luft. So kann der Einfluss der Brechzahl durch simultane Messung mit zwei Wellenlängen theoretisch korrigiert werden [101]. Da es sich bei dem Verfahren gewissermaßen um eine Extrapolation auf  $n = 1$  handelt, ist offensichtlich, dass die Genauigkeit der Korrektur mit zunehmendem Abstand der Stützstellen ( $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ ) steigt. Die Messunsicherheit der korrigierten Länge ist dabei stets um den Faktor  $(n_1 - 1)/(n_2 - n_1)$  größer als die der Einzelmessungen [105]:

$$\Delta L_{\text{korrigiert}} = L_{\lambda_1} - \frac{n_1 - 1}{n_2 - n_1} (L_{\lambda_2} - L_{\lambda_1}) \quad (3.57)$$

Wie jedoch aus Gleichung (3.56) ersichtlich wird, ist diese Annahme nur für trockene Luft gültig. In diesem Fall lassen sich alle von  $p$ ,  $T$  und dem  $\text{CO}_2$ -Gehalt abhängigen Terme zu einer Konstanten zum Zeitpunkt der Messung zusammenfassen, eine Veränderung der Luftfeuchte bewirkt einen zusätzlichen wellenlängenabhängigen Term. Somit ist bei diesem Verfahren weiterhin eine Bestimmung der Luftfeuchte erforderlich [106]. Maßgeblich wird die erreichbare Messunsicherheit jedoch durch die Verfügbarkeit von Laserlichtquellen mit verschiedenen Wellenlängen und einer entsprechenden Wellenlängenstabilität bestimmt.

<sup>24</sup> Relativrefraktometer die lediglich Brechzahländerungen erfassen, sind technisch einfacher realisierbar. Sie dienen in erster Linie der Verbesserung der Reproduzierbarkeit während einer Messung. Die Brechzahl zu Beginn der Messung muss in diesem Fall mit anderen Methoden bestimmt werden.

Die vorgestellten Korrekturmöglichkeiten beziehen sich, obwohl mit Refraktometern und Mehrwellenlängenverfahren eine gewisse Dynamik der Korrektur erreicht werden kann, in erster Linie auf niederfrequente Brechzahlswankungen.

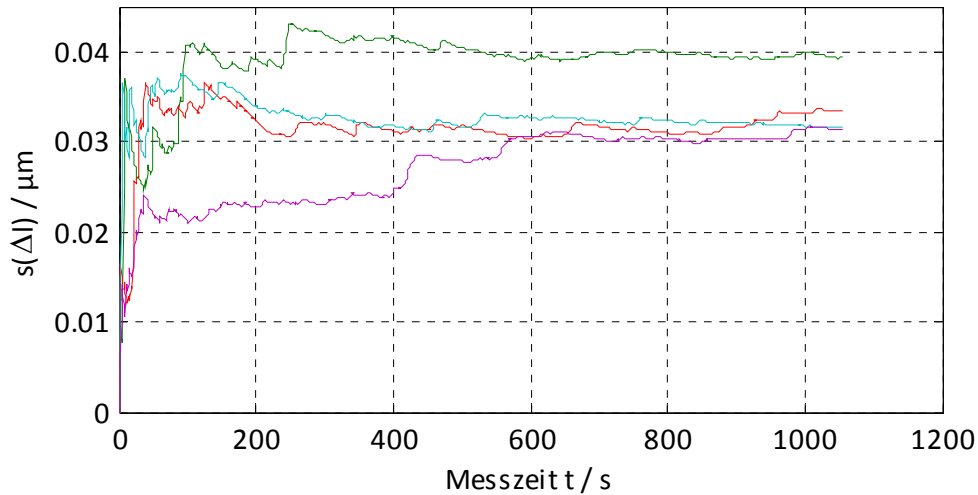
Die Beschreibung von Brechzahlswankungen infolge von Turbulenz in der umgebenden Luft ist Gegenstand zahlreicher Veröffentlichungen. Ein grundlegender Beschreibungsparameter ist dabei die Strukturkonstante  $C_n^2$  [107]. Sie beschreibt die statistischen lokalen Schwankungen des Brechungsindex um den Mittelwert. Die Größe der Turbulenzelemente ( $D_{\text{Turbulenz}}$ ) steht dabei in direktem Zusammenhang zu den Brechzahlgradienten entlang der Messstrecke. Je nach Durchmesser der Turbulenzelemente wird der Laserstrahl abgelenkt ( $D_{\text{Turbulenz}} > D_{\text{Laser}}$ ), fokussiert/defokussiert ( $D_{\text{Turbulenz}} \approx D_{\text{Laser}}$ ) oder gestreut ( $D_{\text{Turbulenz}} \ll D_{\text{Laser}}$ ). Die Effekte für verschiedene Durchmesser der Turbulenzelemente werden in [108] ausführlich beschrieben.

Für die interferometrische Längenmessung bietet sich die Möglichkeit die durch Luftturbulenz hervorgerufenen Signalschwankungen durch Mittelwertbildung zu minimieren. Für Schwankungen des Signals mit einer Standardabweichung von  $s_{\text{Luft}}$  (l) ist die resultierende Unsicherheit aus n Messwerten  $u(l) = (1/\sqrt{n}) \cdot s_{\text{Luft}}(l)$ . Die für eine bestimmte Messunsicherheit erforderliche Messzeit wird dabei durch die Amplitude und die Frequenz der Störungen bestimmt. In [90] wird für eine kontrollierte Umgebung und eine Bandbreite der Messung von 0,4...170 Hz ein Effektivwert der Signalschwankungen bezogen auf die Messstrecke von  $0,2 \cdot 10^{-8}$  angegeben. Unter industriellen Messbedingungen können die Schwankungen jedoch bedeutend größer sein. In Abb. 3.20 ist die Standardabweichung des Längenmesswerts für einen ruhenden Reflektor in einem Messabstand von drei Metern für vier aufeinander folgende Messungen dargestellt. Die Messung erfolgte in ruhender Luft ohne aktive Klimatisierung. Die maximale Messzeit wurde so gewählt, dass sie etwa der Dauer der Durchführung einer beliebigen interferometrischen Messaufgabe bei der Abnahme eines KMG entspricht. Die Standardabweichung über diesen Zeitraum, in dem normalerweise mehrere Messdurchläufe stattfinden, gibt Aufschluss über die erreichbare Wiederholbarkeit der Messung. Sie nimmt in dem untersuchten Messaufbau einen statischen Endwert von (0,03 ... 0,04)  $\mu\text{m an}^{25}$ . Die Messzeit für eine einzelne Anfahrposition bei einer solchen Messung liegt typischerweise im Bereich von maximal fünf Sekunden, wobei die Standardabwei-

---

<sup>25</sup> Wobei für längere Messzeiten mit einer Zunahme der Standardabweichung durch Langzeiteffekte wie Temperaturdriften des Gesamtaufbaus zu rechnen ist.

chung in dieser Zeit geringer ist. Unter klimatisierten Bedingungen kann der statische Endwert der Standardabweichung mitunter schneller erreicht werden, da eine gezielte Durchmischung der Raumluft niederfrequenten Brechzahlchwankungen entgegenwirkt.



**Abb. 3.20** Standardabweichung des Längenmesswerts  $l_{\text{mess}} = 0 \text{ mm}$ ,  $l_0 = 3 \text{ m}$ ,  $f_{\text{mess}} = 2 \text{ Hz}$

Um die Messunsicherheit durch Brechzahlchwankungen zu verringern, sollten Wärmequellen im Bereich der Messanordnung vermieden werden, da sie je nach Temperaturgradienten zur umgebenden Luft nieder- bis hochfrequente Turbulenzanteile verursachen können [46]. Eine mögliche Maßnahme, um Brechzahlgradienten zu verringern, besteht in der Verwendung von Schutzrohren [109], wobei derartige Aufbauten bei der Vermessung von KMG und PWZM unter industriellen Messbedingungen nicht einsetzbar sind. Neben der Amplitude der Schwankungen kann jedoch auch die Dynamik verändert werden, um die Messzeit zu verkürzen: Dazu wird ein Luftstrom quer zur Strahlrichtung verwendet, der die Luft durchmischt und so die Brechzahlgradienten senkt. Darüber hinaus werden die Brechzahlchwankungen so in ein höheres Frequenzband verschoben als es bei freier Konvektion zu erwarten ist [90], [110]. Für eine gleichmäßige Durchströmung der Messstrecke, wie sie erforderlich ist, um zusätzliche Druckgradienten zu vermeiden, sind allerdings auch hier komplexe technische Aufbauten erforderlich, die im industriellen Einsatz bei der Messung an Koordinatenmessgeräten und Präzisionswerkzeugmaschinen nicht praktikabel sind. Darüber hinaus ist eine mechanische Beeinflussung der Interferometeroptiken und des Messobjektes durch den Luftstrom in jedem Fall zu vermeiden.

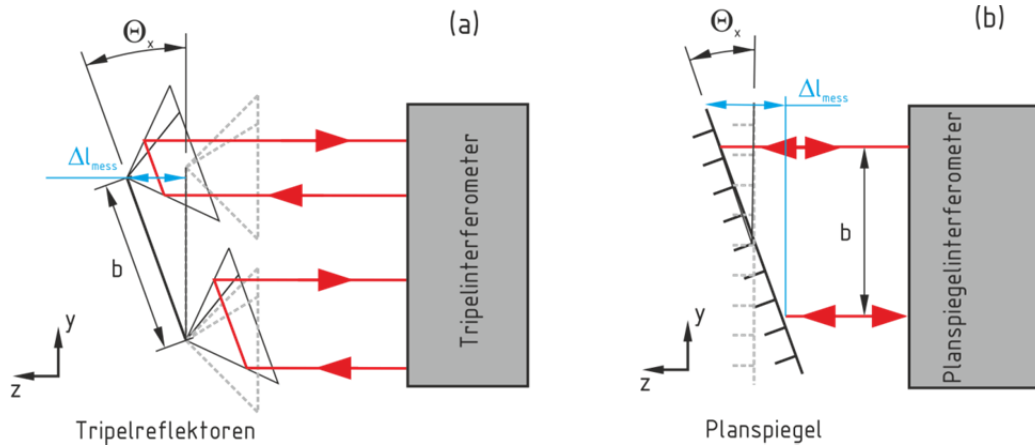
Unter Beachtung bestimmter Maßgaben an die Umgebung, wie Freiheit von Wärmequellen und lokalen Luftströmungen quer zu den Messstrahlen, stellt eine angepasste Mittelwertbil-



dung einen praktikablen Ansatz zur Senkung der Messabweichungen durch Brechzahl-schwankungen der Umgebungsluft dar. Während häufig so verfahren wird, dass bei Luftverwirbelungen in der Messumgebung eine Integrationszeit von 4 s verwendet wird, zeigen praktische Messungen, dass die optimale Integrationszeit davon stark abweichen kann. Da die Beeinflussung des Messergebnisses aus allen einzelnen Schwankungen der Brechzahl entlang des Messstrahls resultiert, ist eine Zunahme der Standardabweichung mit der Messstrecke zu erwarten. Für kurze Messentfernungen kann eine entsprechende Messunsicherheit daher mit einer geringeren Integrationszeit erreicht werden. Darüber hinaus ist zu prüfen, ob niederfrequente Schwankungen der Brechzahl durch die Messsysteme zur Erfassung der Umweltparameter und eine anschließende rechnerische Brechzahlkorrektur ausreichend erfasst werden. Zur Festlegung der angepassten Integrationszeiten können zunächst Testmessungen bei minimaler und maximaler Messentfernung durchgeführt werden, um die für die geforderte Messunsicherheit erforderliche Integrationszeit zu ermitteln. Dazu wird jeweils eine Messung mit ruhendem Messreflektor und aktivierter Totstreckenkorrektur über die maximal zulässige Messzeit je Anfahrpunkt durchgeführt, wobei Samplingrate und eingesetzte Filter auf die Maschinendynamik abgestimmt sind. Weiterhin sollte eine Messung in maximaler Messentfernung mit der Dauer mehrerer Messdurchläufe erfolgen, um Aufschluss über die unter den bestehenden Messbedingungen erreichbaren Wiederholbarkeiten zu geben. Aus den gemessenen optimalen Integrationszeiten kann für jeden Anfahrpunkt entlang der Messstrecke die Integrationszeit ermittelt werden. Da bei dem beschriebenen Problem der Brechzahl-schwankungen von einem nichtlinearen Zusammenhang in Exponentialform für die Abhängigkeit von der Messstrecke auszugehen ist, wird die lineare Approximation zwischen den Endpunkten eher zu geringeren Messunsicherheiten führen.

### 3.3 Winkelmessung mit Mehrstrahl – Planspiegelinterferometern

Wie in 2.2 bereits beschrieben, lassen sich auf Basis von Interferometern hochpräzise Winkelmesssysteme realisieren. Die entsprechenden Grundaufbauten für Planspiegel- und Tripelinterferometer sind in Abb. 3.21 dargestellt.



**Abb. 3.21** Winkelmessung mit (a) Tripelreflektorinterferometer, (b) Planspiegelinterferometer

Bei Interferometern mit Tripelreflektoren entspricht der Längenmesswert der Bewegung der Tripelspitze in Richtung des Messstrahls. Im Unterschied dazu ist der Messwert bei Planspiegelinterferometern gleich der Verschiebung in Richtung der Spiegelnormalen.

$$\Theta_{x \text{ Tripel}} = \arcsin \frac{\Delta l_{\text{mess}}}{b} \quad (3.58)$$

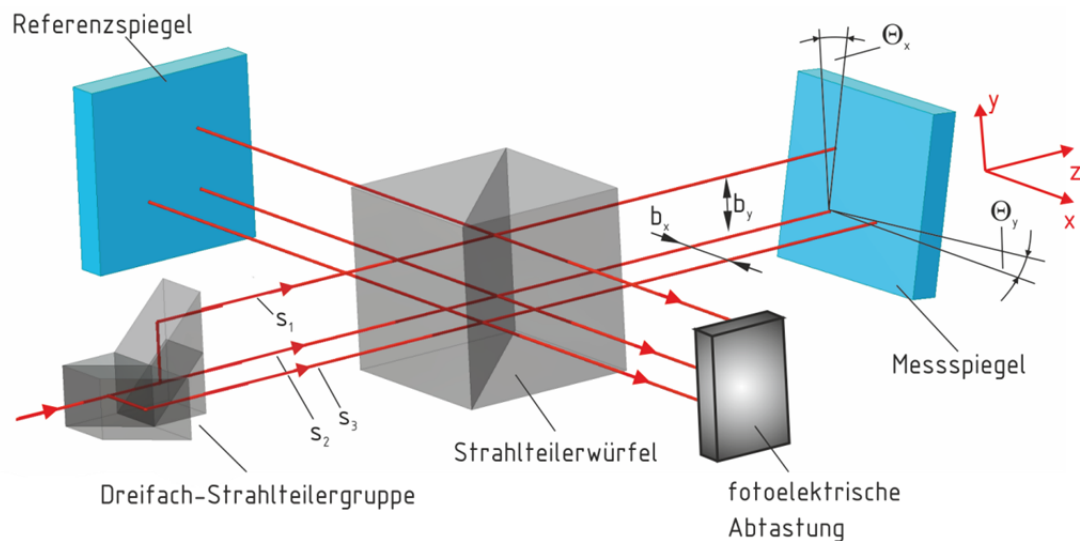
$$\Theta_{x \text{ Planspiegel}} = \arctan \frac{\Delta l_{\text{mess}}}{b} \quad (3.59)$$

Zunächst werden der in der vorliegenden Arbeit verwendete optische Grundaufbau zur interferometrischen Winkelmessung und die Berechnung der Winkelmesswerte aus den interferometrischen Längenmesswerten beschrieben. Im Anschluss wird die Auslegung und Kalibrierung des Basisabstands der interferometrischen Längenmessungen, als wesentlichen Parameter der Winkelmessung diskutiert. In diesem Zusammenhang wird auf die Justage der Strahlparallelität und die aus der Verwendung von nicht-parallelen Messstrahlen resultierende systematischen Messabweichungen eingegangen. Es schließt sich ein Vergleich der im angestrebten Messsystem verwendeten rechnerischen Differenzbildung zur, in vielen klassischen Interferometern eingesetzten, optischen Differenzbildung an.

#### 3.3.1 Grundaufbau und Bestimmung der Winkelmesswerte

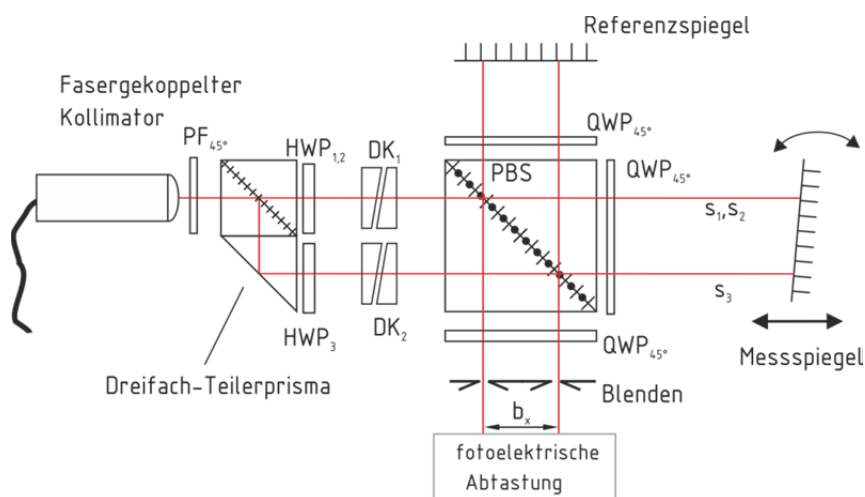
In Abb. 3.22 ist der prinzipielle Aufbau eines Winkelinterferometers mit drei Messstrahlen zur Bestimmung von Nick- und Gierwinkel auf Basis des Planspiegelinterferometers darge-

stellt. Die Winkel folgen entsprechend Gleichung (3.59) aus den gemessenen Längenänderungen der Messstrahlen  $s_1$ ,  $s_2$  und  $s_3$  und ihren Basisabständen in x- und y-Richtung  $b_x$  und  $b_y$ .



**Abb. 3.22** Messprinzip Dreistrahl-Planspiegelinterferometer

Der vollständige Strahlengang ist in Abb. 3.23 gegeben und entspricht weitgehend dem für das einstrahlige System beschriebenen. Der Laserstrahl wird hier hinter dem fasergekoppelten Kollimator durch eine Teilergruppe in drei Messstrahlen aufgespalten (in der dargestellten Draufsicht liegen die Strahlen  $s_1$  und  $s_2$  übereinander (siehe auch Abb. 3.22)). Die zusätzlich in



**Abb. 3.23** Strahlengang Dreistrahl-Planspiegelinterferometer

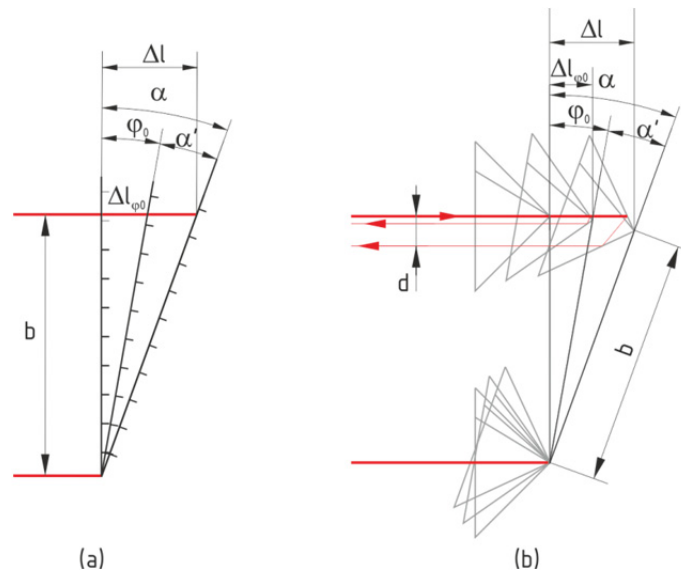
den Strahlengang eingebrachten  $\lambda/2$ -Platten ( $HWP_{1...3}$ ) dienen der Drehung der Polarisationsrichtung der einzelnen Strahlen  $s_{1...3}$ , so dass das Verhältnis der Intensitäten von Mess- und Referenzstrahl nach dem Durchgang durch den polarisierenden Teilerwürfel für jeden Strahlengang einzeln eingestellt werden kann. Weiterhin können die Messstrahlen  $s_1$  und  $s_3$  mit-

tels Drehkeilpaaren [111](DK<sub>1,2</sub>) parallel zu Strahl s<sub>2</sub> ausgerichtet werden, der den Referenzstrahl für die Messrichtung darstellt. Am Ausgang des Interferometers durchlaufen die überlagerten Strahlen jeweils eine Blende und treffen auf drei fotoelektrische Abtastungen.

Die Neigungswinkel des Messreflektors können gemäß den Gleichungen (3.58) und (3.59) aus den Längenmesswerten und dem jeweiligen wirksamen Basisabstand  $b$  ermittelt werden. Dabei folgen der Nickwinkel aus s<sub>2</sub>-s<sub>1</sub> und der Gierwinkel aus s<sub>3</sub>-s<sub>2</sub>. Die zuvor angegebenen Gleichungen gehen dabei von einem in der Ausgangsposition exakt senkrecht auf den Messstrahlen stehendem Reflektor aus. Ist dies nicht der Fall, so geht der Ausgangswinkel  $\varphi_0$  in die Berechnung mit ein (siehe Abb. 3.24)<sup>26</sup>:

$$(a) \Delta l_{\text{mess}} = \Delta l - \Delta l_{\varphi_0} = b \cdot (\tan(\varphi_0 + \alpha') - \tan(\varphi_0)) \quad (3.60)$$

$$(b) \Delta l_{\text{mess}} = \Delta l - \Delta l_{\varphi_0} = b \cdot (\sin(\varphi_0 + \alpha') - \sin(\varphi_0)) \quad (3.61)$$



**Abb. 3.24** Winkel am geneigten Messreflektor bei Planspiegel (a) und Tripelreflektoren (b)

Für kleine Winkel wie sie bei Messung mit Planspiegelreflektor (a) bedingt durch den Messbereich stets vorliegen, gilt:

$$\alpha_{\text{mess}} = \arctan \frac{\Delta l_{\text{mess}}}{b} = \hat{\varphi}_0 + \hat{\alpha}' - \hat{\varphi}_0 \quad (3.62)$$

Die Messabweichung ist in diesem Fall vernachlässigbar. Darüber hinaus kann der Winkel in Ausgangslage sehr genau anhand der Signalstärke justiert werden [112]. Der zulässige Kippwinkel bei Verwendung von Retroreflektoren (Abb. 3.24 (b)) wird hingegen nur durch den Kontrastabfall infolge des Lateralversatzes  $d$  des reflektierten Strahls und den Akzeptanzwin-

<sup>26</sup> Die durch die Spiegelkipfung auftretenden Abweichungen (Gleichung (3.43)) in den beiden Messkanälen unterscheiden sich bezüglich ihrer Basislängen lediglich durch  $\Delta l_{\text{mess}}$ , ihre Differenz kann als vernachlässigbar klein angesehen werden.

kel der verwendeten Reflektoren beschränkt und kann bis zu  $15^\circ$  betragen. Bei der Messung mit Tripelreflektoren beeinflussen Winkeländerungen in einem weiteren Bereich die Signalstärke nur geringfügig, so dass eine Justage der Ausgangslage auf dieser Grundlage nur bedingt möglich ist. Die Folge sind mögliche Ausgangswinkellagen von  $\varphi_0 \leq 1^\circ$ , was zu den in Abb. 3.25 dargestellten Messabweichungen führt. Bezogen auf die Winkelmessauflösung der Messsystems  $A_{\Theta,x,y}(b = 12 \text{ mm}, A_z = 0,1 \text{ nm}) = 0,002''$  sind diese Messabweichungen nicht vernachlässigbar.

Eine Möglichkeit zur Minimierung der Messabweichungen ist die Justage anhand der lateralen Position der reflektierten Messstrahlen:

$$\varphi_0 = \arccos\left(1 - \frac{d}{b}\right) \quad (3.63)$$

Obwohl der Ausgangswinkel  $\varphi_0$  aufgrund des Kosinus-Zusammenhangs bei einer Auflösung der Strahlagebestimmung von  $0,1 \mu\text{m}$  nur auf  $0,2^\circ$  justiert werden kann, wird die resultierende Messabweichung auf  $\delta\alpha(\varphi_0 = 0,2^\circ, \alpha = 60'') = -0,001''$  reduziert.

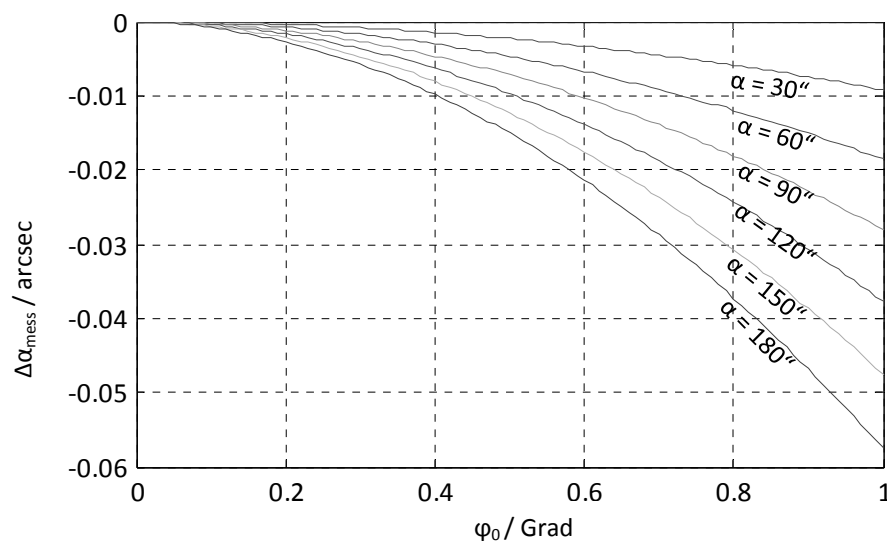


Abb. 3.25 Messabweichung durch Neigung in Ausgangslage

### 3.3.2 Basisabstand

Grundlegender Parameter bei der interferometrischen Winkelmessung ist der Basisabstand  $b$ . Für die Messung mit tripelbasiertem Messreflektor entspricht dieser dem Abstand der idealen Tripelspitzen (Schnittpunkt aller drei Flächen) und kann entweder aus der Vermessung des Messreflektors oder durch Kalibrierung ermittelt werden. Im Falle des Planspiegelinterferometers ist der wirksame Basisabstand bei ideal parallelen Messstrahlen gleich dem Abstand der Blenden am Interferometerausgang. Bei nicht parallelen Messstrahlen hingegen entspricht er dem Abstand der entlang der Strahlachsen auf den Messspiegel projizierten

Blenden. Daher ist die Basis der Winkelmessung bei nicht parallelen Messstrahlen von der Entfernung zum Messspiegel abhängig [113]. Da die Blenden nicht zwangsläufig auf einem gemeinsamen Träger gefertigt sind und somit der wirksame Blendenabstand schwierig zu ermitteln ist, wird der Basisabstand auch beim Planspiegelinterferometer kalibriert.

### *Kalibrierung Basisabstand*

Die durch die Kalibrier- bzw. Messunsicherheit  $u(b)$  des Basisabstands verursachte Messunsicherheit der Winkelmessung beträgt:

$$u_b(\alpha) = \frac{\partial \alpha}{\partial b} \cdot u(b) = -\frac{\Delta l_{mess}}{b^2 + \Delta l_{mess}^2} \cdot u(b) \quad (3.64)$$

Sie nimmt bei gleichbleibendem  $u(b)$  für große Basisabstände ab. Gemäß den angegebenen Beziehungen für die Bestimmung der Winkel aus den Längenmesswerten kann der Basisabstand aus der Kippung des Messspiegels (z.B. mit einem AKF gemessen) und den Längenmesswerten des Dreistrahl-Planspiegelinterferometers (SP-SX) berechnet werden:

$$b_{SP-SX} = \frac{\Delta l_{s_3} - \Delta l_{s_2}}{\tan \alpha_{AKF}} \quad (3.65)$$

Für ein Interferometer mit  $b = 12 \text{ mm}$  und einem Winkelmessbereich von  $60''$  ist für eine systematische Messabweichung kleiner als  $0,01''$  eine Kalibrierunsicherheit von  $u(b) \leq 2 \text{ }\mu\text{m}$  erforderlich. In Bezug auf die Messunsicherheiten der einzelnen Komponenten ergeben sich folgende Forderungen für die Grenzen der Messunsicherheiten:  $u(\alpha_{AKF}) \leq 0,01''$  und  $u(\Delta l_{s-2,3}) \leq 0,57 \text{ nm}$ . Die Anforderungen an die Messunsicherheit  $u(\Delta l_{s-2,3})$  sinken bei größeren Basisabständen wodurch geringere Kalibrierunsicherheiten erreichbar sind, entscheidend ist dann wiederum der Einsatz von Winkelmesssystemen mit geringen Messunsicherheiten.

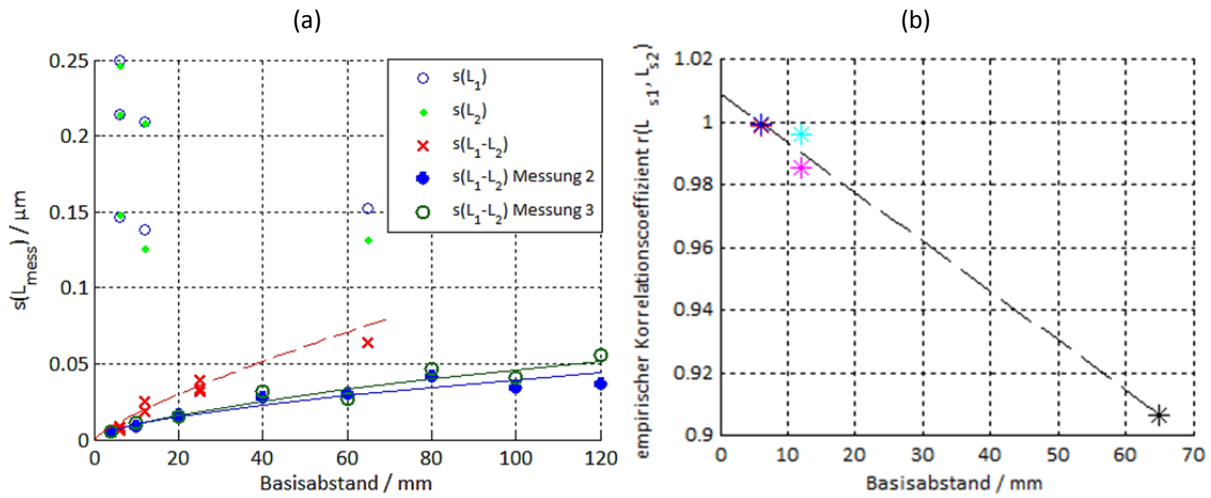
### *Auswahl des Basisabstands für große Messbereiche*

Der Basisabstand des Winkelinterferometers folgt zunächst aus der erforderlichen Winkelauflösung  $A_{\hat{\alpha}}$  und der Auflösung der Interferometer  $A_{Interf}$ :

$$b \geq \frac{A_{Interf}}{A_{\hat{\alpha}}} \quad (3.66)$$

Soll das Interferometer, um gleiche Eigenschaften für alle Messkanäle zu erreichen, mit einem einzigen Strahlteiler realisiert werden, so wird der Basisabstand durch die Abmessungen der Optiken beschränkt.

Wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, beeinflussen bei Messungen unter industriellen Bedingungen aber auch in Messräumen mit aktiver Klimatisierung Brechzahlswankungen der Luft die erreichbare Messunsicherheit bzw. die erforderlichen Messzeiten. Durch die Struktur der Brechzahlswankungen ist dabei davon auszugehen, dass, sofern die Abmessungen der Turbulenzelemente im Bereich des Basisabstands liegen, die Schwankungen der einzelnen Interferometerkanäle miteinander korreliert sind. Dazu wurden Messungen mit verschiedenen Basisabständen über Strecken von 3 m und 5 m (5 m bei Messung 2 und 3, jedoch in einem anderen Labor) in ruhender Luft durchgeführt.



**Abb. 3.26** Standardabweichung der Interferometersignale (a), Korrelation der Interferometerkanäle (b)

Die Messung erfolgte bei ruhendem Messreflektor. Eine Wellenlängenkorrektur anhand der gemessenen Werte für Temperatur und Luftdruck wurde durchgeführt, um globale niederfrequente Störungen zu eliminieren. In Abb. 3.26 (a) sind die Standardabweichungen der einzelnen Interferometerkanäle (Kanal 1: blau, Kanal 2: grün) und der gemessenen Längendifferenz (rot) dargestellt<sup>27</sup>. Die Standardabweichungen der linearen Positionsmessungen sind jeweils für beide Interferometerkanäle etwa gleich groß. Die Standardabweichung der Differenzsignale nimmt mit zunehmendem Abstand der Messstrahlen zu, ist jedoch für alle gemessenen Abstände geringer als die der Einzelkanäle. Die Messunsicherheit des Differenzsignals folgt aus der Messunsicherheit für korrelierte Eingangsgrößen nach GUM [88].  $\Delta l_{12}$  ist, unter der Annahme, dass die Messunsicherheiten  $u(l_i)$  beider Kanäle gleich sind:

$$u(\Delta l_{12}) = \sqrt{2 \cdot (u(l_{1,2}))^2 \cdot (1 - r(l_1, l_2))} \quad (3.67)$$

<sup>27</sup> Mit den einzelnen Basisabständen wurden teilweise mehrere Messungen durchgeführt. Für die Messung mit  $b = 25$  mm wurde ein Interferometer mit optischer Differenzbildung verwendet, weshalb keine Daten der Einzelkanäle vorliegen.

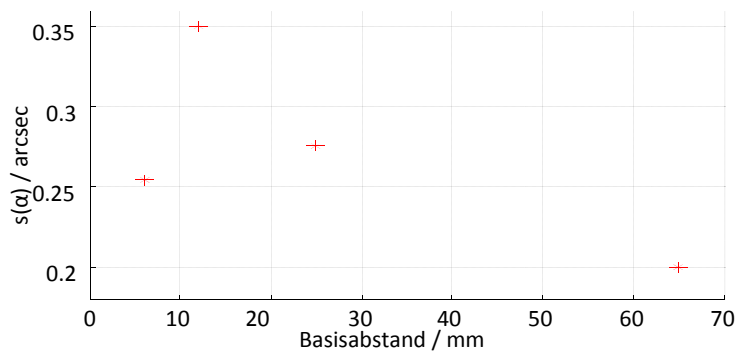
Dabei ist  $r(l_1, l_2)$  der empirische Korrelationskoeffizient [88 S. 47], der ein Maß für die lineare Abhängigkeit der Eingangsgrößen ist. Wie aus Abb. 3.26 (b) hervorgeht, sind die Längenmesswerte der zwei linearen Positionsmessungen für kleine Abstände stark korreliert. Vollständig korrelierte Längenmesswerte führen zu  $u(\Delta l_{12}) = 0$ <sup>28</sup>. Sind die Unsicherheiten dagegen unkorreliert, wie dies für große Basisabstände der Fall ist, so ist  $u(\Delta l_{12}) = \sqrt{2} \cdot u(l_{12})$ . Folglich kann der Basisabstand so gewählt werden, dass die Unsicherheit der Längendifferenz gering wird, während sie für große Basisabstände maximal der kombinierten Unsicherheit der zwei Einzelmessungen entspricht. Der Beitrag zur Winkelmessunsicherheit ist:

$$u_{\Delta l}(\alpha) = \frac{\partial \alpha}{\partial \Delta l_{12}} \cdot u(\Delta l_{12}) = -\frac{b}{b^2 + \Delta l_{12}^2} \cdot \sqrt{2} \cdot u(\Delta l_{12}) \cdot \sqrt{1 - r(l_1, l_2)} \quad (3.68)$$

Mit dem Erwartungswert der Längendifferenz  $\Delta l = b \cdot \tan \alpha$  und  $r(l_1, l_2)$  als Funktion von  $b$  folgt:

$$u_{\Delta l}(\alpha) = -\sqrt{2} \cdot u(\Delta l_{12}) \cdot \frac{\sqrt{1 - f(b)}}{b(1 + \tan^2 \alpha)} \quad (3.69)$$

Die Abhängigkeit  $f(b)$  des Korrelationskoeffizienten vom Basisabstand wird dabei maßgeblich durch die Umgebungsbedingungen bestimmt [90]. Fällt die Korrelation langsamer als  $1/b^2$  ( $K$  sei eine beliebige Konstante) ab, so nimmt die Messunsicherheit der Winkelmessung im Gegensatz zu der der Längendifferenz mit wachsendem Basisabstand stetig ab. Folglich ist für präzise Winkelmessungen, ein größt möglicher Basisabstand vorteilhaft, während für Messungen mit in Messrichtung verlagertem Referenzstrahl und bei auf Differenzmesswerten basierenden Messungen der Basisabstand gering gehalten werden sollte.



**Abb. 3.27** Standardabweichung von  $\alpha$  in ruhender Luft bei  $z = 3$  m, für verschiedene Basisabstände

<sup>28</sup> Dies ist für  $b = 0$  leicht nachvollziehbar, da die Strahlen die exakt gleiche optische Strecke durchlaufen.



### 3.3.3 Strahlparallelität

Wie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben, gehen die Berechnungsvorschriften für die interferometrische Winkelmessung zunächst von parallelen Messstrahlen und somit von einem konstanten wirksamen Basisabstand aus.

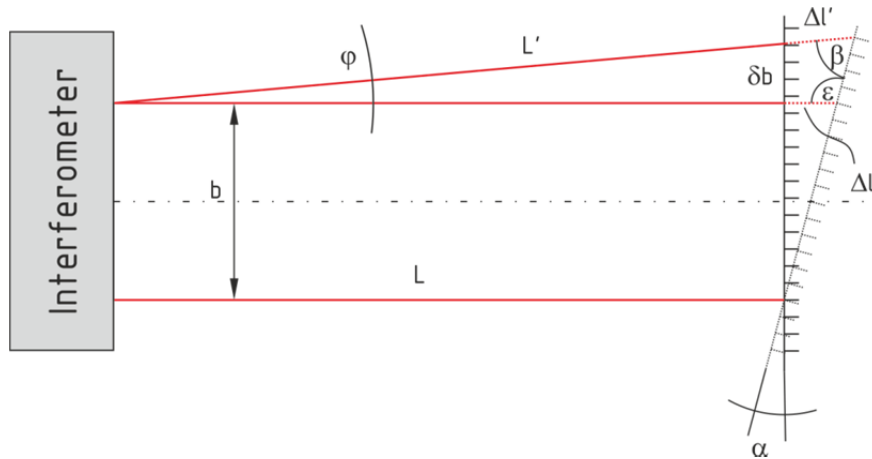


Abb. 3.28 Interferometrische Winkelmessung bei nicht-parallelen Messstrahlen

Ist dies nicht der Fall und es liegt ein Winkel  $\varphi$  (siehe Abb. 3.28) zwischen den Messstrahlen vor, so kommt es zu einer systematischen Messabweichung. Dabei ist die gemessene Längendifferenz:

$$\Delta l' = \frac{\sin \epsilon}{\sin \beta} (L + \Delta l) - L' = \frac{\cos \alpha}{\cos(\varphi + \alpha)} (L + b \cdot \tan \alpha) - \frac{L}{\cos \varphi} \quad (3.70)$$

Daraus folgt für die resultierende Messabweichung  $\delta\alpha$ <sup>29</sup>:

$$\delta\alpha = \arctan \frac{\Delta l'}{b} - \alpha = \arctan \left( \tan \alpha \cdot \frac{\cos \alpha}{\cos(\alpha + \varphi)} + \frac{L}{b} \left( \frac{\cos \alpha}{\cos(\alpha + \varphi)} - \frac{1}{\cos \varphi} \right) \right) - \alpha \quad (3.71)$$

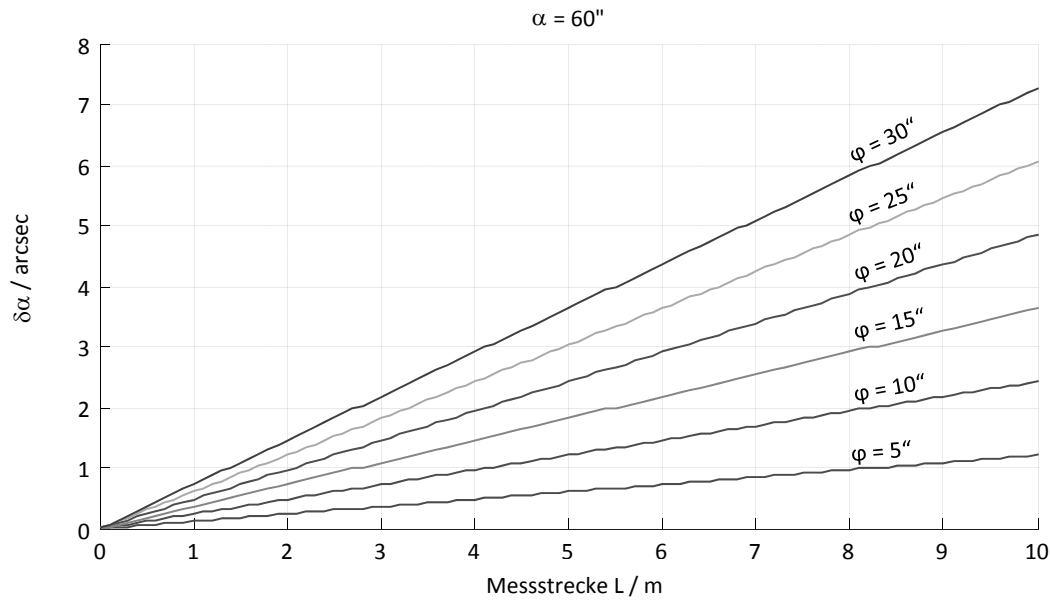
Eine Näherungslösung für kleine Winkel ist:

$$\delta\alpha \approx \arctan \left( \frac{(\delta b + b) \tan \alpha}{b} \right) - \alpha = \arctan \left( \frac{(L \cdot \tan \varphi + b) \tan \alpha}{b} \right) - \alpha \approx \frac{L \cdot \varphi}{b} \cdot \alpha \quad (3.72)$$

Die relative Winkelmessabweichung  $\delta\alpha_{rel} = \frac{\delta\alpha}{\alpha} = \frac{L\varphi}{b}$  ist proportional zum Winkel zwischen den Strahlen und dem Messabstand, mit steigender Messempfindlichkeit (größere Basisabstände) nimmt sie ab.

<sup>29</sup> In Gleichung (3.71) wird der Beitrag durch den Kosinus-Fehler vernachlässigt, da er für beide Messstrahlen gleich groß ist. Die vollständige Gleichung lautet:

$$\delta\alpha = \arctan \left\{ \tan \alpha \cos \alpha \cos(\varphi + \alpha) - \frac{L}{b} (\cos \alpha \cos(\varphi + \alpha) - \cos \varphi + \sin^2 \alpha) \right\} - \alpha$$



**Abb. 3.29** Winkelmessabweichung in Abhängigkeit vom Messabstand bei Spiegelwinkel  $\alpha = 60''$ , für verschiedene Winkel  $\varphi$  zwischen den Messstrahlen

Um bei einer Messstrecke von 10 m und  $b = 12$  mm eine systematische Messabweichung von  $\delta\alpha_{\text{rel}} \leq 1/600$  (entspricht  $\delta\alpha(\alpha = 60'') = 0,1''$ ) zu erreichen, muss die Parallelitätsabweichung kleiner als  $0,413''$  sein. Bei einer Parallelitätsabweichung zwischen den Messstrahlen wird zudem eine von der Messentfernung abhängige Längendifferenz  $\Delta l_{\text{mess}}(L, \varphi)$  gemessen. Sie entspricht maximal dem Kosinus-Fehler (3.49) und ist von der Winkellage des Messspiegels zu Beginn der Messung abhängig. Die maximale Abweichung tritt auf, wenn ein Strahl senkrecht auf dem Spiegel steht und der andere unter  $2\varphi$  reflektiert wird. Steht der Messspiegel senkrecht zur Winkelhalbierenden zwischen den Strahlen, so ist die Längenänderung für beide Strahlen gleich und die gemessene Differenz wird null. Das Resultat einer solchen längenabhängigen Winkelmessabweichung ist ein scheinbarer linearer Anstieg der Spiegelneigung entlang der Führung, was als parabelförmige Geradheitsabweichung der zu messenden Führung interpretiert werden kann. Für die Messung des Nickwinkels  $\Theta_x$  ist die gemessene vertikale Geradheitsabweichung:

$$\Delta y = \int_0^L \frac{dy}{dz} dz = \int_0^L \tan \Theta_x dz \quad (3.73)$$

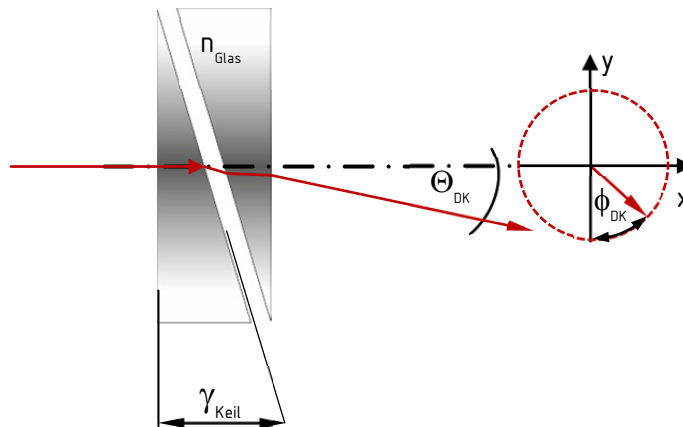
Für  $\varphi = 5''$  wird so bei einer Messstrecke von 10 m bereits eine scheinbare Geradheitsabweichung von  $9,4 \mu\text{m}$  gemessen, während sie für  $\varphi = 0,5''$  mit  $94 \text{ nm}$  vernachlässigbar klein wird. Durch die indirekte Proportionalität der Messabweichung zum Basisabstand ist eine Verringerung der Abweichungen durch Verwendung großer Strahlabstände möglich, darüber hinaus ist eine genaue Justage der Strahlparallelität zwingend erforderlich.

### Justage der Strahlparallelität

Die Justage der Strahlparallelität der Messstrahlen erfolgt in der verwendeten Interferometeranordnung (Abb. 3.23) mit Hilfe von Drehkeilpaaren. Sind die Keile exakt gegensinnig angeordnet (Winkel zwischen den Keilen  $\beta_{DK} = 180^\circ$ ), so ergänzen sie sich zu einer Planplatte<sup>30</sup> und der Strahl wird nicht abgelenkt. Eine gleichsinnige Anordnung wirkt wie ein Keil mit einem Keilwinkel  $2\gamma_{DK}$ . Durch Drehung der Keile gegeneinander kann der resultierende Keilwinkel und somit der Ablenkwinkel  $\Theta_{DK}$  eingestellt werden:

$$\Theta_{DK} = 2\gamma_{Keil}(n_{Glas} - 1) \left| \cos \frac{\beta_{DK}}{2} \right| \quad (3.74)$$

Die Justage der Richtung der Strahlablenkung  $\phi_{DK}$  erfolgt durch gemeinsame Drehung beider Keile.



**Abb. 3.30** Strahljustage mit Drehkeilen

Besondere Vorteile der Strahljustage mit Drehkeilen gegenüber anderen Verfahren (z.B. Umlenkspiegel) sind die hohe thermische und zeitliche Stabilität sowie eine hohe erreichbare Empfindlichkeit. Die Empfindlichkeit ist vom Winkel zwischen den Keilen abhängig und beträgt minimal  $0,0087 \cdot 2 \cdot \gamma_{Keil}(n_{Glas} - 1) / 1^\circ$  (bei  $\beta_{DK} = 180^\circ$ ). Ausgehend von einer Einstellunsicherheit der Drehung der Keile zueinander von  $1^\circ$  muss der Keilwinkel für eine Strahljustage mit  $\varphi_{Laser} \leq 0,5''$  etwa eine Winkelminute betragen, was wiederum den Einstellbereich auf eine Winkelminute verringert. Da die Messstrahlen, wie in Abb. 3.23 dargestellt, alle transmittierenden Optiken gemeinsam durchlaufen, bleibt ihre Winkelbeziehung erhalten, auch wenn die Optiken Winkelabweichungen aufweisen. Hauptursache für die Parallelitätsabweichung der Messstrahlen ist die zur Aufspaltung des Laserstrahls in drei Teilstrahlen einge-

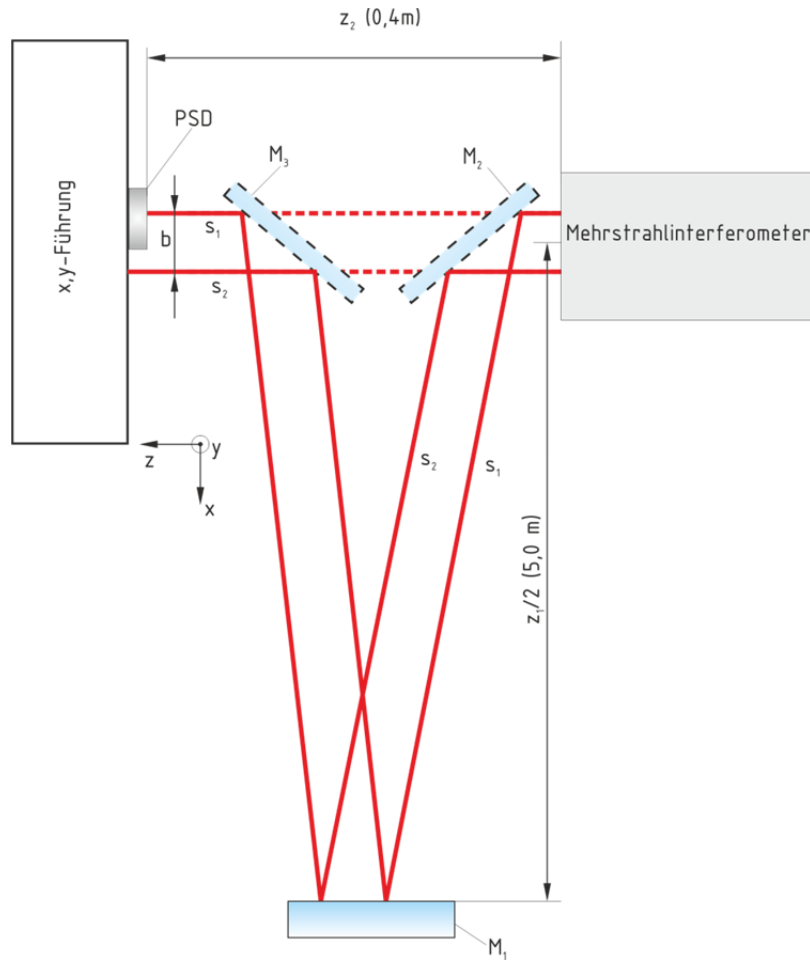
<sup>30</sup> Da beide Keile Fertigungstoleranzen aufweisen, ist ein Ablenkwinkel von exakt null nicht einstellbar. Eine vollständige mathematische Beschreibung der Strahlablenkung mit Drehkeilen findet sich in [111] und [155].

setzte Kittgruppe. Die Anforderungen an die Fertigungsgenauigkeit sind so zu stellen, dass die Parallelitätsabweichung der Laserstrahlen unter einer Winkelminute liegt.

### *Messung der Strahlparallelität*

Um systematische Messabweichungen bei der interferometrischen Winkelmessung abschätzen zu können und eine Justage der Strahlparallelität zu ermöglichen, muss der Winkel zwischen den Messstrahlen, im Folgenden als Schielwinkel bezeichnet, ermittelt werden. Zu Justagezwecken ist es zudem vorteilhaft, wenn kontinuierlich ein Wert für den Justagezustand zur Verfügung steht. Die Messung des Schielwinkels zwischen den Messstrahlen kann mit Hilfe eines AKFs (siehe Abschnitt 2.2) erfolgen. Zum Einsatz kam dazu ein AKF von Trioptics (Eintrittsapertur 50 mm, Brennweite 300 mm [114]) mit integrierter CCD-Kamera zur optischen Bildauswertung mit einer Auflösung von 0,01". Mit der Software des AKFs kann die Winkellage von kreisrunden Strahlbündeln erfasst werden, was ebenfalls die Bestimmung der Winkellage von kollimierten Laserstrahlen ermöglicht. Autokollimationsfernrohre sind grundsätzlich für große Strahlbündel inkohärenten Lichts mit geringer Intensität optimiert. Da die zu messenden Laserstrahlen einen Basisabstand von  $b \geq 12$  mm aufweisen, durchqueren sie die AKF-Optik weit außerhalb des paraxialen Gebiets. Hierdurch können aufgrund von Abbildungsfehlern der Optik Mess- bzw. Justageabweichungen entstehen. Zudem kommen durch die geringe räumliche Ausdehnung der Laserstrahlen ggf. vorhandene lokale Abbildungsfehler der AKF-Optik stärker zum Tragen. Ein weiteres Problem stellt die Bildauswertung dar, da der Intensitätsschwerpunkt der abgebildeten Strahlen nicht die Strahlachse repräsentiert. Dies ist nur beim ungestörten Gaußprofil der Fall, sonst ist eine Bestimmung der Strahlachse durch rechnerische Anpassung an ein ideales Gaußprofil erforderlich.

Es wurde ein alternatives Messverfahren zur Überprüfung des Schielwinkels der Laserstrahlen eingesetzt und die erzielten Ergebnisse wurden mit den Messergebnissen mit AKF verglichen, um die Eignung der Messverfahren zur beurteilen. Die alternative Messung beruht auf der Bestimmung des Strahlabstands in verschiedenen Entfernungen  $z_1$  und  $z_2$ .



**Abb. 3.31** Messaufbau zur Bestimmung der Strahlparallelität

Die erste Messung des Strahlabstands erfolgt dabei in einem Abstand  $z_1$ , wozu die Messstrahlen mit den Spiegeln  $M_1$ ,  $M_2$  und  $M_3$  umgelenkt werden. Der Strahlabstand wird gemessen, indem eine PSD (Positionsauflösung  $0,4 \mu\text{m}$ ) auf einer  $x,y$ -Führung nacheinander in die Intensitätsschwerpunkte der Laserstrahlen gefahren wird. Die PSD fungiert somit als Nulllagenindikator, während die interferometrisch bestimmten Positionsdaten der Linearführungen zur Abstandsbestimmung verwendet werden. Der Strahlabstand ist dann:

$$b_{\text{mess}}(z) = \sqrt{(x(s_1) - x(s_2))^2 - (y(s_1) - y(s_2))^2} \quad (3.75)$$

Für die zweite Messung im Abstand  $z_2$  werden die Spiegel  $M_1$  und  $M_2$  entfernt, so dass die Messstrahlen direkt auf die Führung treffen. Vorteil dieser Vorgehensweise ist, dass die Relativlage von dem zu testenden Mehrstrahlinterferometer und der  $x,y$ -Führung in beiden Messpositionen exakt erhalten bleibt, so dass zusätzlich auch die Richtung der Parallelitätsabweichung bestimmt werden kann. Der Winkel zwischen den Messstrahlen ist:

$$\varphi_{\text{Laser}} = \arctan\left(\frac{b_{\text{mess}}(z_1) - b_{\text{mess}}(z_2)}{(z_1 - z_2)}\right) = \arctan\left(\frac{\Delta b_{\text{mess}}}{\Delta z}\right) \quad (3.76)$$

Die Messung wurde mit einem Messsystem mit einem Nennabstand der Messstrahlen von 20 mm an den Positionen  $z_1 = 10,03$  m und  $z_2 = 0,40$  m durchgeführt. Dabei wurden die Schwerpunktmessungen jeweils mehrfach wiederholt. Die gemessenen Strahlabstände sind in der folgenden Tabelle aufgeführt:

Messwert	Messunsicherheit	Empfindlichkeitskoeffizient
$b_{\text{mess}}(z_1) = 20,3969$ mm	$u(b_{\text{mess}}(z_1)) = 4,9$ $\mu\text{m}$	
$b_{\text{mess}}(z_2) = 20,1473$ mm	$u(b_{\text{mess}}(z_2)) = 2,7$ mm	
$\Delta b_{\text{mess}} = 249,6$ $\mu\text{m}$	$u(\Delta b_{\text{mess}}) = 5,6$ $\mu\text{m}$	$\frac{\partial \varphi_{\text{Laser}}}{\partial \Delta b_{\text{mess}}} = 0,1038$ m <sup>-1</sup>
$\Delta z = 9,63$ m	$u(\Delta z) = 0,01$ m	$\frac{\partial \varphi_{\text{Laser}}}{\partial \Delta z} = 2,6915 \cdot 10^{-6}$ m <sup>-1</sup>

Mit der Messunsicherheit des gemessenen Winkels

$$u(\varphi_{\text{Laser}}) = k \cdot \sqrt{u(\Delta b_{\text{mess}})^2 \left( \frac{\partial \varphi_{\text{Laser}}}{\partial \Delta b_{\text{mess}}} \right)^2 + u(\Delta z)^2 \left( \frac{\partial \varphi_{\text{Laser}}}{\partial \Delta z} \right)^2} \quad (3.77)$$

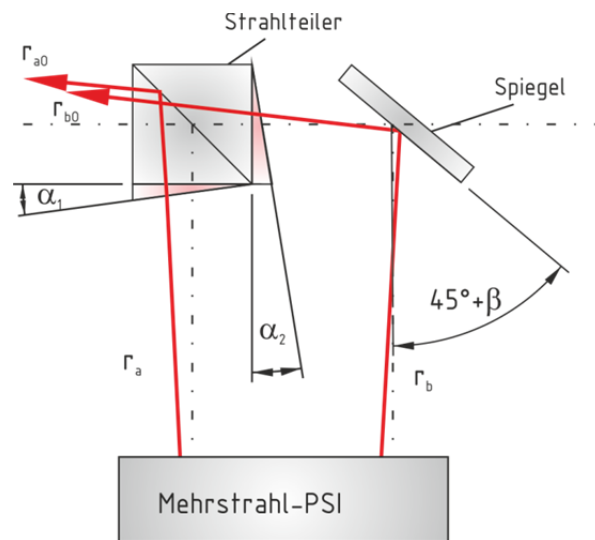
folgt für das Messergebnis (mit  $u(\Delta z) = 10$  mm und  $u(\Delta b_{\text{mess}}) = 5,6$   $\mu\text{m}$ ):  $\varphi_{\text{Laser}} = (5,4 \pm 0,24)''$  ( $k = 2$ ). Eine direkt im Anschluss durchgeführte Messung mit dem AKF ergab  $\varphi_{\text{Laser}} = (6 \pm 0,4)''$  ( $k = 2$ ). Die Ergebnisse beider Messverfahren weichen innerhalb der Messunsicherheit voneinander ab. Bei dem vorgestellten, alternativen Messverfahren ist durch den Einsatz der Interferometer keine Kalibrierung erforderlich. An die Bestimmung von  $z_1$  und  $z_2$  werden, wie aus der Fehlerbetrachtung hervorgeht, bei großem  $\Delta z$  nur geringe Genauigkeitsanforderungen gestellt.

Für die Justage der Strahlparallelität ist die Dynamik der Messung mit AKF vorteilhaft, da hier die Messfrequenz  $> 1$  Hz ist. Allerdings eignet sich dieses Verfahren, wie bereits beschrieben, nur für geringe Basisabstände ( $b$  muss mindestens kleiner sein als die Eintrittsapertur des AKFs), wobei jedoch, wie in der Betrachtung der Messabweichungen bei der interferometrischen Winkelmessung gezeigt wurde, für Präzisionsmessaufgaben große Basisabstände erforderlich sind. Im Folgenden wird die Justage der Strahlparallelität für beliebige Basisabstände beschrieben.

### *Justage der Strahlparallelität bei großen Basisabständen*

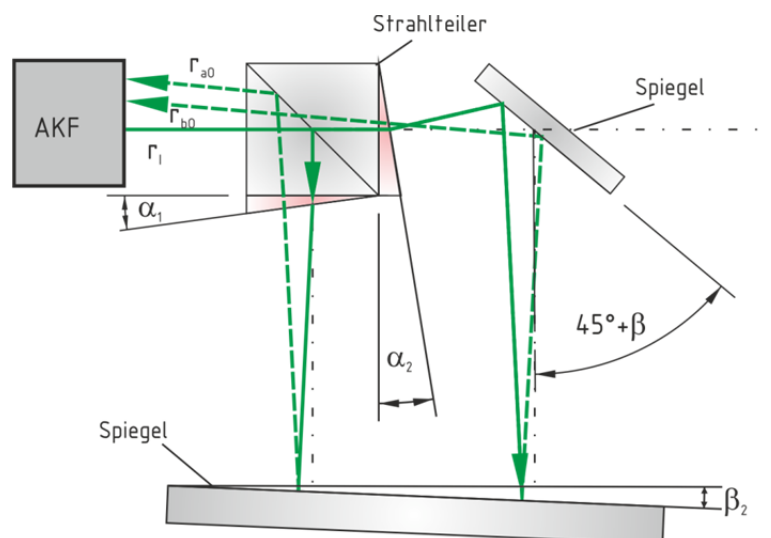
Die Justieranordnung besteht aus einem polarisationsneutralen Strahlteiler und einem justierbaren Spiegel (Abb. 3.32). Die zu parallelisierenden Messstrahlen  $r_a$  und  $r_b$  werden durch den unter  $45^\circ$  stehenden Spiegel und die Teilerschicht umgelenkt und somit am Ausgang der Anordnung überlagert. Die Strahlen  $r_{a0}$  und  $r_{b0}$  weisen nur einen geringen lateralen Versatz

aber dieselbe Winkelbeziehung der ursprünglichen Messstrahlen auf, die nun leicht mit einem AKF charakterisiert werden kann. Der verwendete Strahlteilerwürfel weist geometrische Abweichungen auf, die sich auf beide Messstrahlen unterschiedlich auswirken. Diese sind in Abb. 3.32 als zusätzliche Keilwinkel  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  an den Strahleintrittsflächen dargestellt. Die Winkelabweichung der Strahlaustrittsfläche wird im Weiteren nicht berücksichtigt, da hier beide Strahlen gleich abgelenkt werden.



**Abb. 3.32** Justieranordnung

Um die Winkelabweichungen des Strahlteilerwürfels auszugleichen, wird der Spiegel um  $\beta$  geneigt. Für die Justage des Aufbaus wird das Mehrstrahlinterferometer durch einen Planspiegel ersetzt. Bei Betrachtung mit einem AKF vom Ausgang der Justieranordnung her werden die Reflexionen des Planspiegels über die Teilerschicht und den Umlenkspiegel ausgewertet (siehe Abb. 3.33, Beleuchtung durch AKF grün, Reflexionen grün gestrichelt).



**Abb. 3.33** Korrektur der Optikabweichungen

Zur Veranschaulichung des Justiervorgangs sollen die Winkelbeziehungen für die Justiereinrichtung und die Messstrahlen des Interferometers am Ausgang hergeleitet werden.

**Tabelle 3.3** Transfermatrizen Justageaufbau

Element	Transfermatrix
Geneigter Spiegel	$M_T(\beta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\beta}{r_1} & 1 \end{bmatrix}$
Brechung an geneigter Fläche	$F_T(\alpha, r_1) = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\left(\frac{n_1}{n_2} - 1\right)\alpha}{r_1} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$
Ausbreitung	$T = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Dünne Linse	$L = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 0 \end{bmatrix}$

Der Messstrahl des AKFs mit dem Abstand zur optischen Achse  $r_I$  und dem Anstieg  $r_I'^{31}$  ist:

$$\vec{r}_I = \begin{pmatrix} r_I \\ r_I' \end{pmatrix} \quad (3.78)$$

Für den ersten Messstrahlengang  $r_a$  folgt aus Multiplikation der Elementmatrizen:

$$\vec{r}_{aO} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\left(\frac{n_{Luft}}{n_{Glas}} - 1\right) - \alpha_1}{r_I} & \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\beta_2}{r_1} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\left(\frac{n_{Glas}}{n_{Luft2}} - 1\right)\alpha_1}{r_I} & \frac{n_{Glas}}{n_{Luft}} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_I \\ r_I' \end{pmatrix} \quad (3.79)$$

Der Winkel des Strahls am Ausgang ist:

$$r_{aO}' = 2\alpha_1 \left(1 - \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}}\right) + \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}}\beta_2 + r_I' \quad (3.80)$$

Für den zweiten Strahlengang ist analog:

$$\vec{r}_{bO} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\left(\frac{n_{Luft}}{n_{Glas}} - 1\right)\alpha_1}{r_I} & \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\beta}{r_I} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\beta_2}{r_I} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\beta}{r_I} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{\left(\frac{n_{Glas}}{n_{Luft}} - 1\right)\alpha_2}{r_I} & \frac{n_{Glas}}{n_{Luft}} \end{bmatrix} \cdot \begin{pmatrix} r_I \\ r_I' \end{pmatrix} \quad (3.81)$$

$$r_{bO}' = 2\alpha_2 \left(1 - \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}}\right) + \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}}(2\beta + \beta_2) + r_I' \quad (3.82)$$

Dabei ist die Reflexion an der Teilerschicht und dem Umlenkspiegel unter  $45^\circ$  für beide Strahlen gleich und entfällt somit. Es wurde lediglich für den zweiten Strahl eine Reflexion an einem Spiegel unter dem Justagewinkel  $\beta$  angenommen.

<sup>31</sup>  $r'$  ist der Tangens des eingeschlossenen Winkels, kann jedoch für kleine Winkel mit diesem gleichgesetzt werden.



$\beta$  soll so justiert werden, dass  $r'_{ao} = r'_{bo}$ , woraus mit den Gleichungen (3.80) und (3.82) die Beziehung (3.83) folgt, aus der sich die Beziehung (3.84) für den Korrekturwinkel ergibt.

$$(\alpha_1 - \alpha_2) \left( 1 - \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}} \right) = \beta \frac{n_{Luft}}{n_{Glas}} \quad (3.83)$$

$$\beta = (\alpha_1 - \alpha_2) \left( \frac{n_{Glas}}{n_{Luft}} - 1 \right) \quad (3.84)$$

Bei der Messung (Abb. 3.32) ist der Winkel zwischen den Strahlen des Mehrstrahlinterferometers am Eingang der Justieranordnung:

$$\Delta r'_{ab} = r'_a - r'_b \quad (3.85)$$

Durch einsetzen von Gleichung (3.84) in (3.80) und (3.82) folgt für den so korrigierten Winkel am Ausgang:

$$\Delta r'_o = r'_{ao} - r'_{bo} = r'_a - r'_b \quad (3.86)$$

Somit entspricht der Winkel am Ausgang der justierten Anordnung dem zu messenden Winkel  $\Delta r'_{ab}$ . Verbleibende Justierabweichungen  $\Delta r'_{Justierung}$  gehen in das Messergebnis ein, können jedoch mit dem AKF bestimmt werden (Abb. 3.33). Der gemessene Winkel ist dann:

$$\Delta r'_{mess} = r'_{ab} + \Delta r'_{Justierung} \quad (3.87)$$

Um die Justierunsicherheit zu untersuchen, wurde ein Zweistrahl-Planspiegelinterferometer (SP-120 D) mit  $b = 12$  mm verwendet, dessen Strahlparallelität, wie zuvor beschrieben, direkt gemessen werden kann.

SP-120 D Ausgangszustand:  $\varphi_{Laser} = 42,68'' \pm 0,26'' (k = 2)$

SP- 120 D nach Justage mit direkter Messung mit AKF:  $\varphi_{Laser} = 1,74'' \pm 0,17'' (k = 2)$

Justageabweichung der Strahlteilereinheit:  $\Delta r'_{Justierung} = 1,58'' \pm 0,10'' (k = 2)$

Strahlparallelität mit Strahlteilereinheit gemessen:  $\Delta r'_{mess} = 3,82'' \pm 0,18'' (k = 2)$

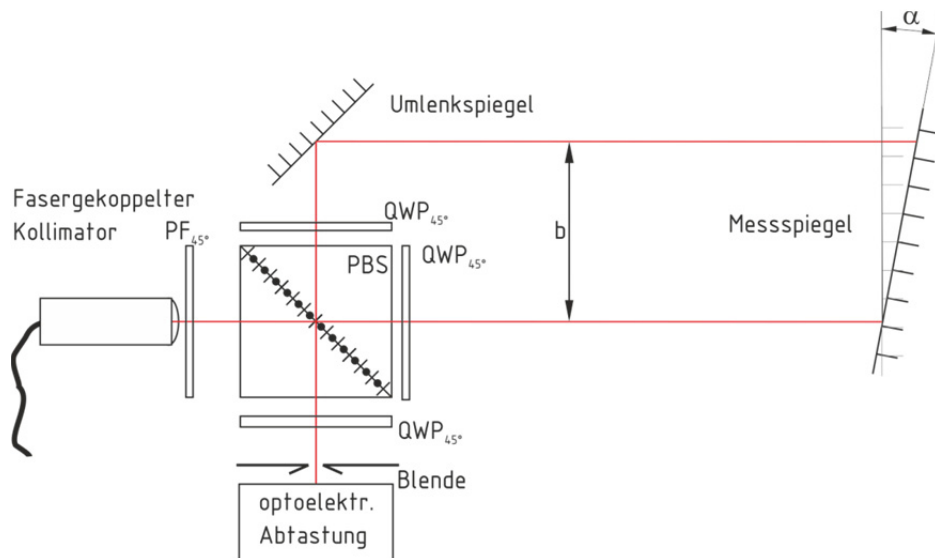
Der gemäß (3.87) korrigierte Wert für den Winkel zwischen den Messstrahlen ist  $2,24'' \pm 0,21''$ . Die Abweichung zwischen den mit Justageaufbau und den direkt gemessenen Werten ist in erster Linie der Stabilität der Spiegeljustage geschuldet und kann, obwohl hier bereits ausreichende Genauigkeiten realisiert wurden, durch Ausführung mit starrem Umlenkspiegel in Kombination mit einem Drehkeilpaar verbessert werden.

### 3.3.4 Optische und rechnerische Differenzbildung

Eine Grundannahme bei der Winkelmessung auf Basis mehrerer paralleler interferometrischer Längenmessungen ist, dass die verwendeten Längenmesswerte die Lage des Messreflektors zu ein und demselben Zeitpunkt  $t_{\text{mess}}$  charakterisieren. Findet die Messung zeitversetzt statt, so führt die zwischenzeitliche Bewegung des Reflektors zu einem zusätzlichen Beitrag zur rechnerisch gebildeten Längendifferenz, aus welcher der Winkel bestimmt wird. Soll die so zusätzlich entstehende Differenz bei einer Verfahrensgeschwindigkeit  $v_{\text{mess}}$  kleiner als die Auflösung  $A_{\text{int}}$  des Interferometers sein, muss die Synchronität der beiden Längenmessungen folgende Bedingung erfüllen:

$$t_{\text{synchron}} \leq \frac{A_{\text{int}}}{v_{\text{mess}}} \quad (3.88)$$

Für eine Auflösung von 0,1 nm und eine maximale Verfahrensgeschwindigkeit<sup>32</sup> von 0,8 m/s folgt  $t_{\text{synchron}} \leq 0,125$  ns. Eine Möglichkeit diese Problematik zu umgehen, ist die optische Differenzbildung, wie sie in klassischen Interferometeranordnungen zur Winkelmessung zum Einsatz kommt. Dabei messen sowohl Mess- als auch Referenzstrahl gegen den bewegten Messreflektor. Das Ergebnis der Auswertung der Interferenz entspricht direkt der gesuchten Wegdifferenz.



**Abb. 3.34** Winkelinterferometer mit optischer Differenzbildung

Sowohl bei der Winkelmessung nach diesem Prinzip als auch bei der rechnerischen Differenzbildung gehen Justageabweichungen der Messstrahlen gleichermaßen als systematische

<sup>32</sup> Dabei ist zu beachten, dass die maximale Geschwindigkeit der Spiegelbewegung bei Winkelbewegungen nicht der maximalen Verfahrensgeschwindigkeit entspricht. Allerdings ist diese schwer quantifizierbar, so dass die größte erfassbare Geschwindigkeit  $v_{\text{mess}}$  als Berechnungsgrundlage dient.

Messabweichungen in das Messergebnis ein. Hinzu kommen die für jeden Interferometerkanal unterschiedlichen, unter 3.2.3 beschriebenen Messabweichungen durch Phasenfehler  $u_\phi$  und Digitalisierungsfehler  $u_{AD}$ .<sup>33</sup> Da bei optischer Differenzbildung nur eine Abtastung und Demodulationselektronik beteiligt sind, ist die Abweichung der Längendifferenz:

$$u_{\text{optisch}}(\Delta l_{\text{mess}}) = \sqrt{u_\phi^2 + u_{AD}^2} \quad (3.89)$$

Die Unsicherheit beträgt mit den zuvor genannten Werten  $u_\phi = 1,6 \text{ nm}$  und  $u_{AD} = 0,063 \text{ nm}$   $u(\Delta l_{\text{mess}}) = 1,601 \text{ nm}$  und führt bei einem Strahlabstand von  $b = 12 \text{ mm}$  zu Winkelabweichungen von  $0,028''$ . Wird die Längendifferenz rechnerisch gebildet, geht zusätzlich zu den Unsicherheiten der beiden einzelnen Längenmessungen die Synchronität  $u_{\text{synchron}} = 0,1 \text{ nm}$  mit ein:

$$u_{\text{rechnerisch}}(\Delta l_{\text{mess}}) = \sqrt{2(u_\phi^2 + u_{AD}^2) + u_{\text{synchron}}^2} \quad (3.90)$$

Sie beträgt  $2,27 \text{ nm}$  unter Annahme gleicher Abweichungen für alle Kanäle und führt bei  $b = 12 \text{ mm}$  zu Winkelabweichungen von  $0,039''$ .

Während die Messabweichungen durch die Synchronität der Messkanäle von der aufgrund der atmosphärischen Beeinflussung des Messergebnisses erforderlichen Mittelwertbildung an jeder Messposition eliminiert werden, bleiben die Abweichungen aus der Signaldemodulation (besonders Phasenfehler) erhalten. Da weniger Interferometerkanäle beteiligt sind, können mit der optischen Differenzbildung geringere Messabweichungen erzielt werden. Allerdings ist bei der simultanen Messung von Winkeln und der linearen Position in jedem Fall ein Interferometerkanal je Freiheitsgrad erforderlich, was bei rechnerischer Differenzbildung drei und bei optischer Differenzbildung fünf Messstrahlen erfordert. Mit Mehrstrahlinterferometern, die mehrere parallele Positionsmessungen ermöglichen, kann die Messaufgabe mit kompakteren optischen Aufbauten und geringeren Reflektorgrößen erfüllt werden.

### 3.4 Realisierung eines Mehrstrahlinterferometers für große Messbereiche

Auf Grundlage der angestellten Betrachtungen wurde ein Interferometer zur Winkelmessung über Messstrecken von bis zu  $10 \text{ m}$  aufgebaut. Wesentliche Maßnahme ist dabei die Anpassung der Messstrahlen an den Messbereich, um ausreichende Signalqualitäten zu erzielen. Dabei wurden zwei Möglichkeiten in Betracht gezogen:

---

<sup>33</sup> Verwenden die einzelnen Interferometer verschiedene Laser, sind zudem Abweichungen durch die Stabilität der Lichtquellen zu beachten.

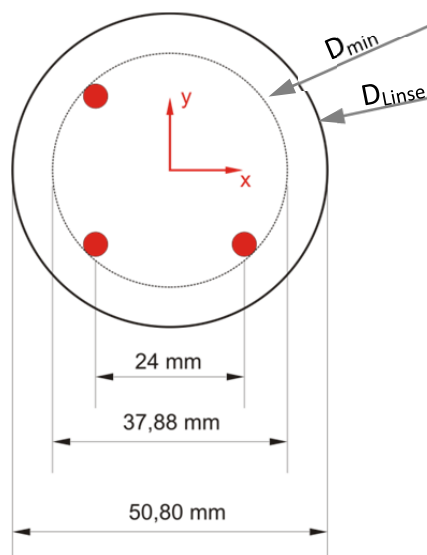
1. Die Verwendung von Teleskopen am Interferometerausgang
2. Die Verwendung eines Kollimators mit höherer Strahlaufweitung.

Da der Basisabstand im verwendeten Dreistrahlinterferometer auf 12 mm beschränkt ist, ist der Einsatz von einem Teleskop je Messstrahl unter Berücksichtigung des Außendurchmessers der Teleskope (z.B.  $D_{\text{außen}} = 31 \text{ mm}$  bei Tohrlabs BE02M mit 2facher Vergrößerung [115]) nicht möglich. Daher wurde die Möglichkeit der Abbildung aller Messstrahlen durch ein Teleskop untersucht.

Bei der Transformation aller Laserstrahlen durch eine gemeinsame Optik ändert sich auch der Strahlabstand und somit die Empfindlichkeit der Winkelmessung entsprechend der Teleskopvergrößerung. Für ein Teleskop mit einem Abbildungsmaßstab von zwei folgt somit bei einem Basisabstand des Interferometers von  $b = 12 \text{ mm}$  ein Basisabstand  $b' = 24 \text{ mm}$  nach dem Teleskop. Für einen Tailenradius des Laserstrahls von  $R_{\text{Laser}} = 1 \text{ mm}$  und einen Basisabstand  $b = 12 \text{ mm}$  ist bei einer Teleskopvergrößerung von zwei die minimale Apertur durch den abgebildeten Strahlabstand  $b'$  und den abgebildeten Strahlradius  $R'_{\text{Laser}}$  bestimmt.

$$D_{\min} = \sqrt{2 \cdot b'^2} + 2R'_{\text{Laser}} \approx 38 \text{ mm} \quad (3.91)$$

Es wurde der Standardlinsendurchmesser  $D = 50,8 \text{ mm}$  gewählt.

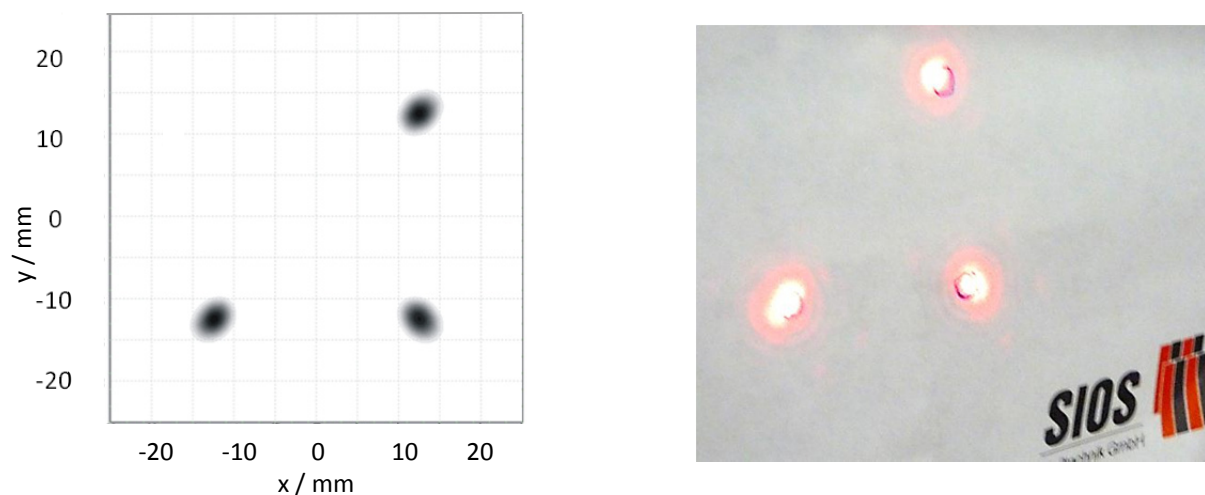


**Abb. 3.35** Austrittsapertur der Aufweitungsoptik

Maßgebliches Problem bei der Abbildung aller Strahlen durch eine gemeinsame Optik sind die Abbildungsfehler der Objektivlinse, welche die Strahlen im Randbereich passieren. Die gewählten Linsen sind LC1315-A (Plankonkav  $f = -75 \text{ mm}$ ) als Okular und AC508-150A1

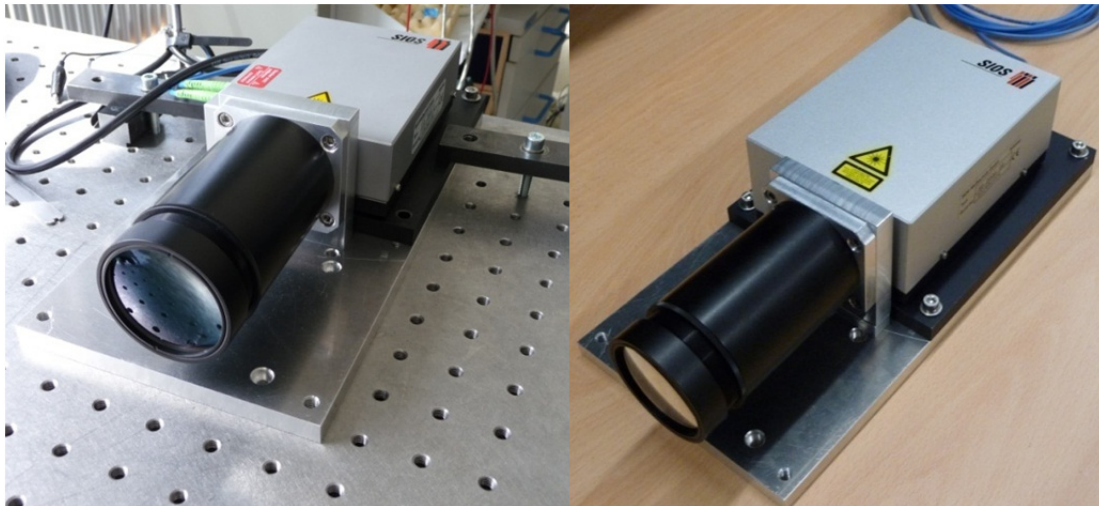
(Achromat  $f = 150$  mm) als Objektivlinse. Die Ausführung der Objektivlinse als Achromat verringert Abbildungsfehler durch sphärische Aberration.

Wie an den in Abb. 3.36 dargestellten, gemessenen und simulierten Intensitätsprofilen in den Abständen 4 m und 8 m zu erkennen ist, sind die aus der Abbildung durch das Teleskop resultierenden Abbildungsfehler gering. Vorteilhaft bei der Abbildung durch eine gemeinsame Optik ist die erreichbare Strahlparallelität. Parallele Laserstrahlen werden durch ein konfokales Teleskop wieder als parallele Strahlen abgebildet. Ein Winkel zwischen den Strahlen am Eingang des Teleskops wird um die Winkelvergrößerung des Teleskops verkleinert, womit die durch ihn verursachten Messabweichungen ebenfalls reduziert werden. Der Winkel zwischen den reflektierten Strahlen wird durch das Teleskop zwar wieder vergrößert, liefert aber keinen entfernungs- oder kippwinkelabhängigen Fehlerbeitrag. Zudem wird mit dem vergrößerten Basisabstand  $b'$  gemessen, wodurch sich die Messabweichung durch nichtparallele Messstrahlen wiederum um die Teleskopvergrößerung verringert. Sofern das Teleskop konfokal ist, genügt somit eine Justage der Parallelität der Strahlen vor dem Eintritt in das Teleskop.



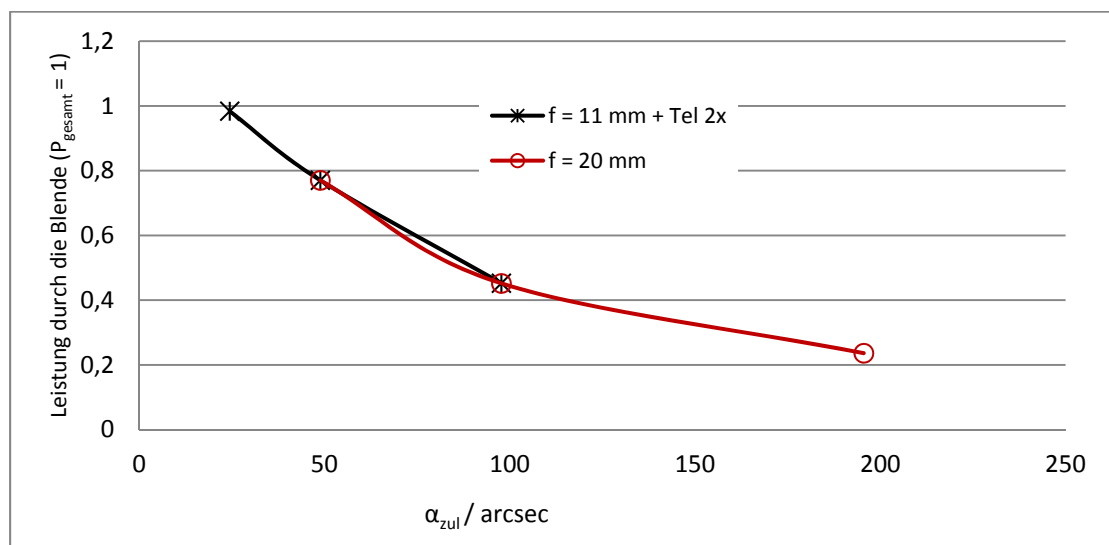
**Abb. 3.36** Simuliertes Intensitätsprofil (TracePro) bei  $z = 4$  m und Intensitätsprofil bei  $z = 8$  m

Für Testzwecke wurden ein zwei- und ein dreistrahliges System aufgebaut, welche in Abb. 3.37 dargestellt sind. Es wurden Testmessungen über einen Messbereich von bis zu 7,5 m mit dem Dreistrahlssystem und  $z = 10$  m mit dem Zweistrahlinterferometer durchgeführt. Als zweite Variante wurde ein Dreistrahlinterferometer mit einer Kollimatorbrennweite von  $f = 20$  mm realisiert.



**Abb. 3.37** Zweistrahlinterferometer (links) und Dreistrahlinterferometer (rechts) mit Teleskop (2-fach)

Das Messsystem ist mit dem resultierenden Strahldurchmesser von 3,6 mm für einen Messbereich bis zu 10 m geeignet. Da die Laserstrahlen am Ort der Blende aufgeweitet sind, ist die der optoelektronischen Abtastung zur Verfügung stehende Intensität geringer als bei dem System mit Teleskop am Interferometerausgang. Da jedoch der zulässige Kippwinkel bei dem System mit Teleskop verringert wird, muss eine kleinere Blende eingesetzt werden, damit der Winkelmessbereich gleich bleibt. Als Folge ist bei vergleichbaren Winkelmessbereichen die erreichbare Signalqualität gleich.

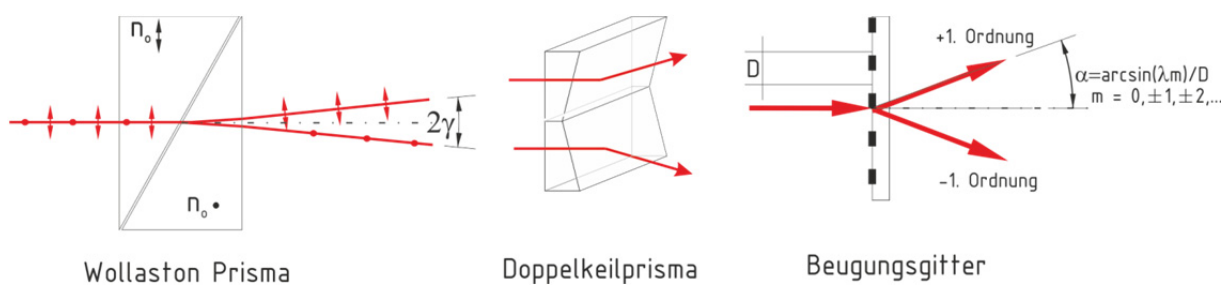


**Abb. 3.38** Leistung nach der Blende in Abhängigkeit vom zulässigen Kippwinkel

Während sich somit Variante 1 mit Teleskop durch die verbesserte Empfindlichkeit und die verringerten Messabweichungen vor allem für hochpräzise Winkelmessaufgaben anbietet, ist Variante 2 mit veränderter Kollimatorbrennweite bei größerem Messbereich kompakter und erfordert nur geringe Anpassungen des bestehenden Systems (Messbereich 2 m).

### 3.5 Interferometrische Geradheitsmessung

Interferometrische Messanordnungen zur Bestimmung der Geradheitsabweichungen entlang einer linearen Führungsbahn basieren im Allgemeinen auf der Messung von Gangunterschiedsänderungen bedingt durch die Relativlage einer strahlteilenden oder –ablenkenden Geradheitsoptik zu einem Reflektor (siehe auch Abschnitt 2.3). Dazu existieren verschiedene Ausführungsformen der einzelnen Funktionsgruppen. So kommen bei der interferometrischen Geradheitsmessung sowohl polarisierende [116], [63], [117] als auch nichtpolarisierende Prismen [118], [119] sowie Beugungsgitter [120] als Geradheitsoptik zum Einsatz. Polarisierende Prismen, wie zum Beispiel das Wollaston Prisma und Beugungsgitter (die als Transmissions- oder Reflexionsgitter ausgeführt sein können), fungieren dabei gleichzeitig als Strahlteiler, so dass sie zusammen mit dem Winkelspiegel das Interferometer bilden. In Abb. 3.39 ist ein klassisches Wollaston Prisma dargestellt. Die beiden Teilprismen sind aus demselben doppelbrechenden Material gefertigt und so miteinander verkittet, dass ihre Hauptachsen  $90^\circ$  zueinander verdreht sind. Trifft ein Laserstrahl mit zwei,  $90^\circ$  zueinander stehenden linear polarisierten Anteilen auf das Prisma, werden die Anteile der jeweiligen Polarisationsrichtungen entgegengesetzt abgelenkt. Der Ablenkwinkel  $\gamma$  ist abhängig von der Brechzahldifferenz  $\Delta n = n_o - n_{ao}$  zwischen den Hauptbrechzahlen des verwendeten Materials und dem Prismenwinkel. Es existieren weiterhin Varianten aus drei Teilprismen, deren Winkel so gewählt sind, dass die Änderung der optischen Weglänge durch Änderung des Strahleintrittswinkels minimal wird (kompensiertes Wollaston [121]).



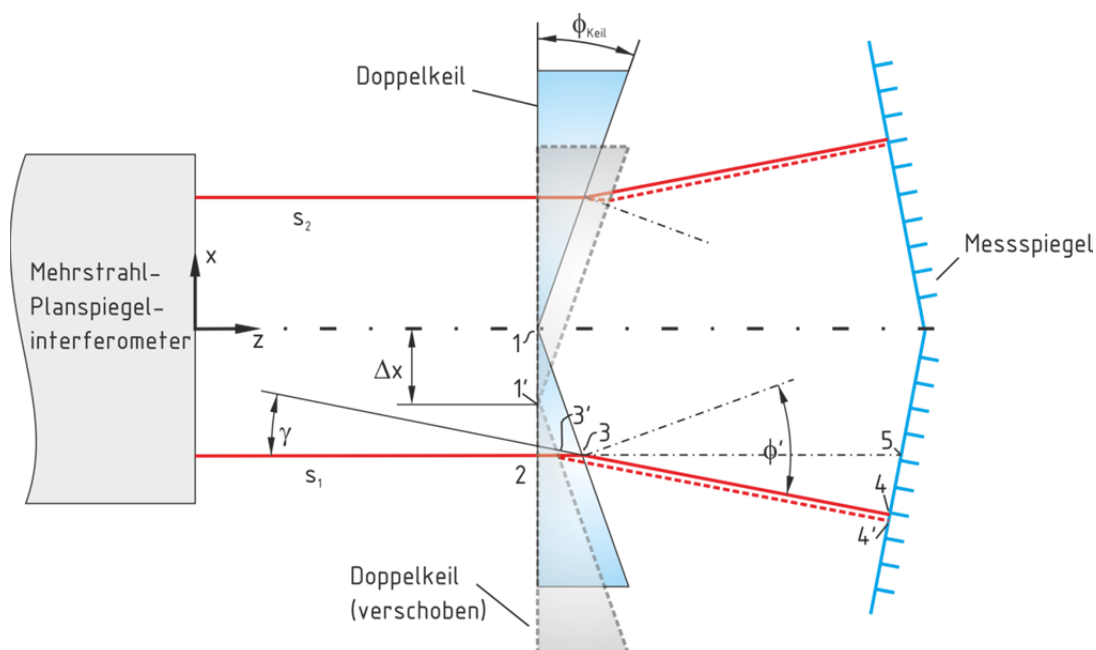
**Abb. 3.39** Optiken zur Strahlablenkung in Geradheitsinterferometern

Bei Geradheitsoptiken aus nicht polarisierenden Prismen werden zwei räumlich getrennte Messstrahlen durch Keilprismen (z.B. Doppelkeilprisma in Abb. 3.39) abgelenkt. Diese sind typischerweise Mess- und Referenzstrahl eines Differentialinterferometers, so dass der Messwert direkt  $\Delta l_{\text{Geradheit}}$  entspricht.

Das hier vorgestellte Konzept soll als zusätzliche Option, in Kombination mit dem in dieser Arbeit entwickelten kompakten Sechssachs-Messsystem, eine sequentielle interferometrische Erfassung der Geradheitsabweichungen einer Führung ermöglichen. Ziel ist, dass zusätzlich zur simultanen Erfassung aller Freiheiten Messungen jeweils einer Geradheitsabweichung mit höchster Präzision durchgeführt werden können. Die Kombinierbarkeit der Geradheitsoptiken mit dem im Sechssachs-Messsystem eingesetzten Dreistrahlinterferometer ist hierfür eine Grundvoraussetzung. Um dies zu erreichen, erfolgte die Umsetzung mit Keilprismen, die im Gegensatz zu Geradheitsoptiken, die als Strahlteiler fungieren, direkt in den Messstrahlen des Dreistrahlinterferometers bewegt werden. Im Folgenden wird die Funktionsweise der interferometrischen Geradheitsmessung mit optischen Keilen erläutert und auf mögliche Messabweichungen eingegangen. Weiterhin werden die realisierten Geradheitsoptiken vorgestellt.

### 3.5.1 Geradheitsmessung mit Mehrstrahl-Planspiegelinterferometern

Ein Doppelkeilprisma wird in den Strahlengang des Dreistrahlinterferometers gebracht und die abgelenkten Strahlen werden durch einen Winkelspiegel, dessen Spiegelflächen senkrecht auf den Strahlen stehen, in sich zurück reflektiert. Wird das Keilprisma senkrecht zu den Strahlen des Dreistrahlinterferometers in Richtung des Keilwinkels verschoben, so ändert sich die optische Weglänge der beiden Messstrahlen gegenläufig. Die gemessene Längenänderung ist proportional zur lateralen Verschiebung des Prismas. Die Empfindlichkeit wird durch den Keilwinkel des Prismas bestimmt.

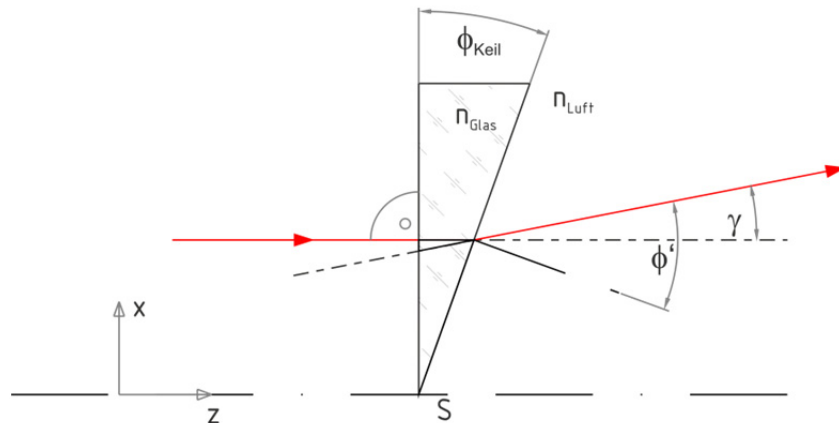


**Abb. 3.40** Strahlengang Geradheitsmessung mit Mehrstrahlinterferometer



Obwohl prinzipiell, wie bereits in Abschnitt 2.3 beschrieben, eine laterale Verschiebung des Spiegels bei feststehendem Keilprisma gemessen werden kann, werden bei Verschiebung des Prismas Fehler erster Ordnung, wie sie durch Kippung des Spiegels um die y-Achse auftreten, vermieden.

Entsprechend der Darstellung in Abb. 3.40 soll die Gangunterschiedsänderung bei Verschiebung des Doppelkeils anhand der optischen Strecken beschrieben werden. Die Messstrahlen werden an den Keilen im einfachsten Fall wie in Abb. 3.41 gebrochen.



**Abb. 3.41** Brechung am Keil bei senkrechtem Strahleintritt

Die Keilplatte steht mit der Strahleintrittsfläche senkrecht auf der optischen Achse und der Strahl wird nur an der Austrittsfläche gebrochen und um den Winkel  $\gamma$  abgelenkt.

$$\gamma = \phi' - \phi_{\text{Keil}} = \arcsin\left(\frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \sin \phi_{\text{Keil}}\right) - \phi_{\text{Keil}} \quad (3.92)$$

Die Betrachtung der optischen Wege wird anhand des rechten Messstrahls ( $s_1$  in Abb. 3.36) durchgeführt und gilt analog für den linken Messstrahl ( $s_2$ ).

**Tabelle 3.4** Optische Weglängen des Strahls  $s_1$  am Geradheitsinterferometer

Keil in Ausgangslage:	Keil um $\Delta x$ verschoben
$l_1 = \overline{23} \cdot n_{\text{Glas}} + \overline{34} \cdot n_{\text{Luft}}$	$l_2 = \overline{23'} \cdot n_{\text{Glas}} + \overline{3'4'} \cdot n_{\text{Luft}}$
mit	mit
$\overline{23} = \overline{12} \cdot \tan \phi_{\text{Keil}}$	$\overline{23'} = \overline{1'2'} \cdot \tan \phi_{\text{Keil}}$
$\overline{34} = (\overline{52} - \overline{23}) \cdot \cos \gamma$	$\overline{3'4'} = (\overline{52} - \overline{23'}) \cdot \cos \gamma$
<b>Wegdifferenz:</b>	
$\Delta l = l_2 - l_1 = n_{\text{Glas}} \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} (\overline{1'2'} - \overline{12}) + n_{\text{Luft}} \cdot \cos \gamma \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} (\overline{12} - \overline{1'2'})$	
mit $\Delta x = \overline{1'2'} - \overline{12}$ folgt:	
$\Delta l_{s_1} = \Delta x \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} (n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}} \cos \gamma) \quad (3.93)$	

Die Längenänderung im zweiten Strahl  $\Delta l(s_2)$  ist genauso groß jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen. Somit ist die gemessene Differenz der Längenänderungen linear proportional zum lateralen Verschiebeweg des Doppelkeilprismas.

$$\Delta l_{mess} = \Delta l_{s_1} - \Delta l_{s_2} = 2 \cdot \Delta x \cdot \tan \phi_{Keil} (n_{Glas} - n_{Luft} \cos \gamma) = \Delta x \cdot K_G \quad (3.94)$$

Für einen Winkel  $\gamma = 1^\circ$ <sup>34</sup> beträgt die Proportionalitätskonstante  $K_G = 0,035$  und die Geradheitsabweichung ist:

$$\Delta x = K_G^{-1} \cdot \Delta l_{mess} \quad (3.95)$$

Bei einer Auflösung der interferometrischen Messung von 0,1 nm können somit theoretisch Geradheitsabweichungen von  $\Delta x = 2,8$  nm aufgelöst werden.

### 3.5.2 Fehlereinflüsse bei der interferometrischen Geradheitsmessung

Durch den Übertragungsfaktor  $K_G^{-1}$  werden auch geringe Messabweichungen der interferometrischen Längenmessung verstärkt und können zu großen Messabweichungen bei der Ermittlung der Geradheit führen. Daher sollen im Folgenden mögliche Fehlereinflüsse und Querempfindlichkeiten der Messung gegenüber Umgebungsbedingungen, Toleranzen der verwendeten Optiken und rotatorischen Bewegungen der Geradheitsoptiken dargestellt werden. Die Richtungsbezeichnungen beziehen sich auf Abb. 3.40, für die Messung der Geradheitsabweichung in y-Richtung gelten die analogen Beziehungen für die Strahlen  $s_2$  und  $s_3$  des Dreistrahlinterferometers (Abb. 3.22).

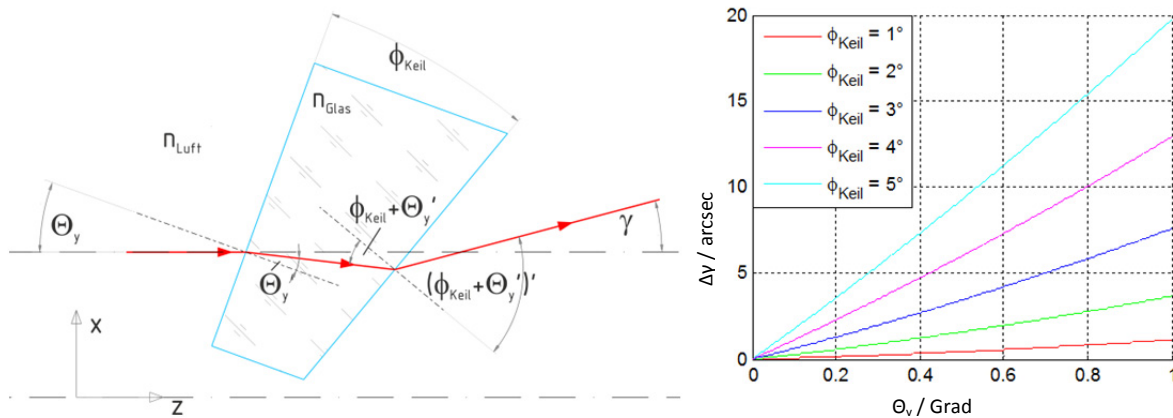
#### *Gierbewegung der Keilprismen*

Führt die Keilplatte während der Messung zusätzlich eine Winkelbewegung  $\Theta_y$  um die y-Achse aus, so ändert sich der Ablenkwinkel um  $\Delta\gamma$  (Abb. 3.42), zudem tritt ein lateraler Versatz des austretenden Strahls gegenüber dem eintretenden Strahl auf, der von der Dicke der Keilplatte abhängt. Der Ablenkwinkel ist dann:

$$\gamma(\Theta_y) = \arcsin \left( \frac{n_{Glas}}{n_{Luft}} \sin \left( \phi_{Keil} + \arcsin \left( \frac{n_{Glas}}{n_{Luft}} \sin \Theta_y \right) \right) \right) - \phi_{Keil} - \Theta_y \quad (3.96)$$

Die entstehende Messabweichung der Einzellängen durch die nun nicht mehr senkrecht auf die Messspiegel treffenden Strahlen ist zweiter Ordnung (siehe Formel (3.42)) und, da die Winkeländerung für beide Strahlen  $s_1$  und  $s_2$  gleich ist, symmetrisch, weshalb sie keinen Einfluss auf die Längendifferenz  $\Delta l_{mess}$  hat.

<sup>34</sup> Bei  $\gamma = 1^\circ$  ist für Messentfernungen bis 3 m ein etwa 100 mm breiter Winkelspiegel erforderlich, was unter industriellen Messbedingungen noch als gut handhabbare Abmessung angesehen werden kann.



**Abb. 3.42** Brechung am Keil bei nicht senkrechtem Strahleintritt, Änderung des Ablenkswinkels

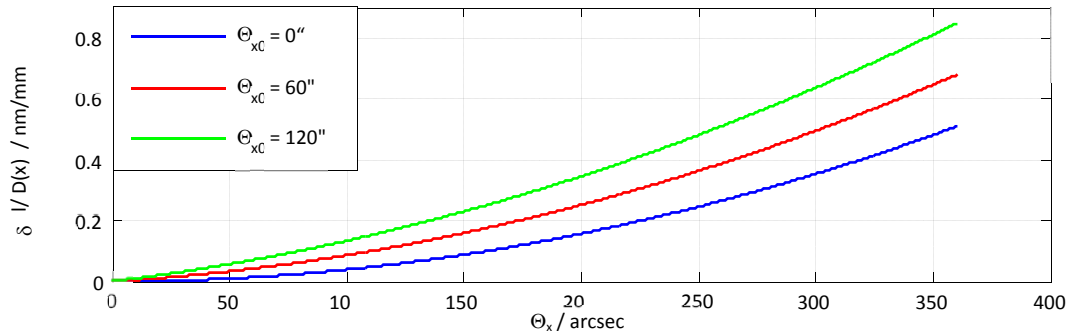
### Nickbewegung der Keilprismen

Eine Kippung des Keils um  $\Theta_x$ , also senkrecht zur Richtung des Keilwinkels, verursacht eine Vergrößerung der optischen Weglänge wie bei Kippung einer planparallelen Platte der Dicke  $D$  im Strahlengang.  $D$  ist dabei die Dicke  $D(x)$  der Glasstrecke des Keilprismas, die die Messstrahlen durchlaufen. Zusätzlich werden die Messstrahlen parallel verschoben, was jedoch keinen Einfluss auf das Messergebnis hat. Die durch die Winkelbewegung verursachte gemessene Längenänderung ist [122]:

$$\delta l = D(x) \cdot \left\{ n_{\text{Glas}} \left( \frac{1}{\cos(\Theta'_x)} - 1 \right) + n_{\text{Luft}} \left( 1 - \frac{\cos(\Theta_x - \Theta'_x)}{\cos(\Theta'_x)} \right) \right\}, \text{ mit } \Theta'_x = \arcsin \left( \frac{n_{\text{Luft}}}{n_{\text{Glas}}} \cdot \sin \Theta_x \right) \quad (3.97)$$

Die Längenänderung ist stark von der Ausgangslage der Keilprismen abhängig. Stehen die Keile zu Beginn der Messung mit der Strahleintrittsfläche senkrecht zu den Messstrahlen, so beträgt die Längenänderung der einzelnen Kanäle bei einer Kippung von  $50''$  während der Messung  $0,01 \text{ nm}$  je Millimeter Glasdicke. Sind die Keile hingegen in Ausgangslage bereits um  $1^\circ$  geneigt, so sind es bereits  $1,4 \text{ nm}$ . Steht das Doppelkeilprisma symmetrisch zu den Messstrahlen, ist die beschriebene Längenmessabweichung für beide Messstrahlen gleich und geht nicht in das Ergebnis der Geradheitsmessung ein. Ausschlaggebend für den Einfluss auf die Geradheitsmessung ist die, durch eine Verschiebung in  $\Delta x$  verursachte, Differenz der durchlaufenen Glasstrecke  $\Delta D = 2\Delta x \tan \phi_{\text{Keil}}$  zwischen den beiden Messkanälen. Durch die typischerweise geringen Keilwinkel ist diese im gesamten Messbereich klein, so dass selbst bei Kippungen über  $1'$  die Messabweichungen vernachlässigbar gering bleiben<sup>35</sup>.

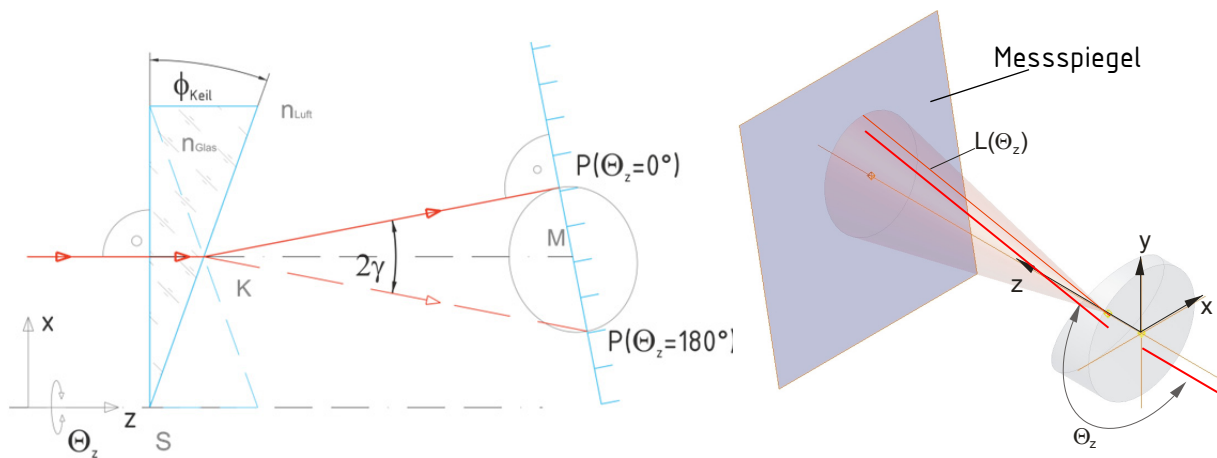
<sup>35</sup> Zahlenbeispiel: Für  $\phi_{\text{Keil}} = 2^\circ$ ,  $\Delta x = 5 \text{ mm}$ , Ausgangswinkel  $\Theta_{x0} = 1^\circ$ ,  $\Theta_x = 50''$  folgt eine Messabweichung der Geradheitsmessung von  $0,014 \text{ }\mu\text{m}$ .



**Abb. 3.43** Längenänderung bezogen auf die Glasdicke für verschiedene Ausgangswinkel

### Rollbewegung der Keilprismen

Kippt der Keil um die Achse des einfallenden Strahls, führt also eine Rollbewegung  $\Theta_z$  aus, so beschreibt der abgelenkte Strahl auf einer gedachten Ebene E, die senkrecht zur Drehachse steht, eine Kreisbahn mit dem Radius R. Der Strahl entspricht dann der Mantellinie  $\overline{KP}(\Theta_z)$  eines geraden Kreiskegels mit der Höhe  $\overline{KM}$  und dem Öffnungswinkel  $2\gamma$ . Die Strecke  $\overline{KP}$  ist für alle  $\Theta_z$  konstant. Im Falle der interferometrischen Messanordnung steht der Laserstrahl in der Ausgangslage ( $\Theta_z = 0^\circ$ ) senkrecht zum Spiegel.



**Abb. 3.44** Strahlengang bei Drehung des Keilprismas um  $\Theta_z$

Folglich entspricht der Messstrahl bei Drehung des Keils nun der Mantellinie eines schräg geschnittenen Kreiskegels und die Länge der Strecke  $\overline{KP} = l(\Theta_z)$  vom Strahlaustrittspunkt K zum Spiegel ist vom Rollwinkel abhängig.

Die Mantellinie, die der Messstrahl repräsentiert, kann aus der Spiegelebene

$$z = mx + z_0 \quad (3.98)$$

und dem Kreiskegel, der durch den Ablenkwinkel des Keils aufgespannt wird, beschrieben werden:

$$x^2 + y^2 = \frac{z^2}{c^2} \text{ mit } c = \tan(\gamma - 90^\circ) \quad (3.99)$$

Da der Spiegel zu Beginn senkrecht zum Messstrahl steht, ist  $m$  gegeben durch:

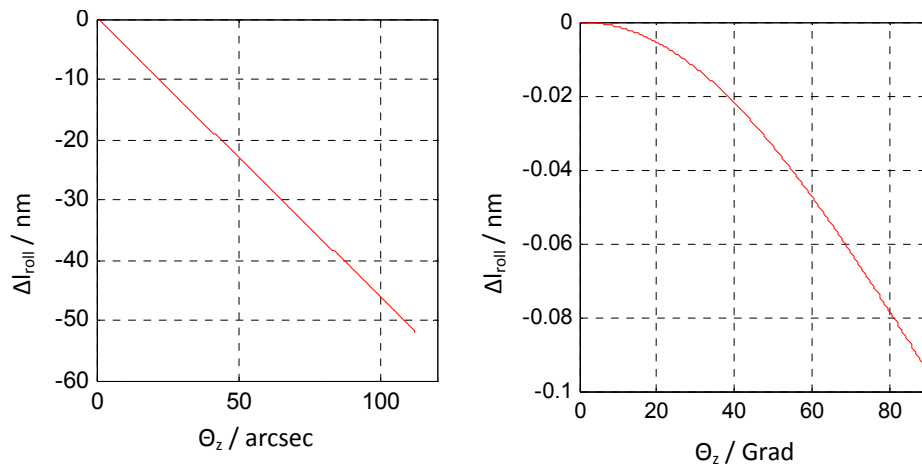
$$m = -\frac{1}{c} \quad (3.100)$$

Durch Einsetzen von (3.98) in (3.99) folgt die Schnittkurve

$$x = \sqrt{\left(\frac{m^2}{c^2} - 1\right) \cdot y^2 + \frac{z_0 m}{c^2} \cdot y + \frac{z_0^2}{c^2}} \quad (3.101)$$

die eine Ellipse in der Spiegelebene ist. Liegt der Koordinatenursprung am Austrittspunkt des Laserstrahls aus dem Keil, so beträgt die Weglänge zwischen Keil und Spiegel:

$$\Delta l_{\text{roll}} = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \quad (3.102)$$



**Abb. 3.45** Änderung des optischen Weges bei Drehung einer Keilplatte mit  $\phi_{\text{Keil}} = 5^\circ$

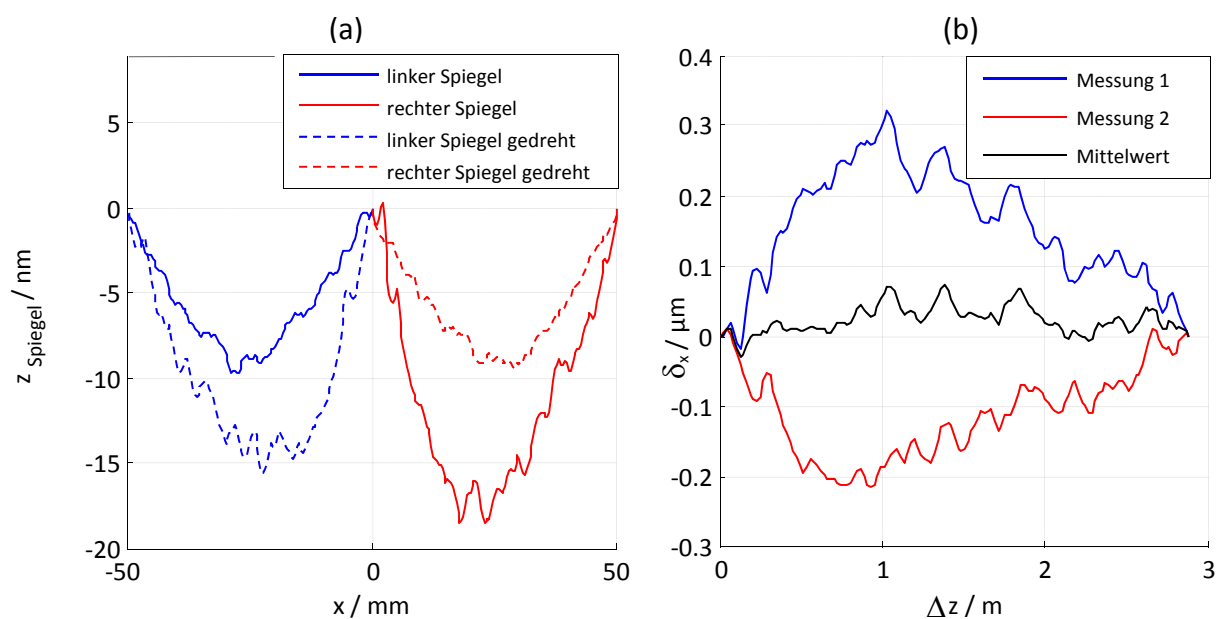
Wie aus Abb. 3.45 ersichtlich wird, sind die Längenänderungen für kleine Winkelauslenkungen weitgehend linear mit dem Rollwinkel  $\Theta_z$  verknüpft. Der Anstieg beträgt beispielsweise für eine  $5^\circ$ -Keilplatte  $0,46 \text{ nm} / 1''$ . In der Abbildung ist weiterhin der theoretische Verlauf der Längenänderung dargestellt, jedoch ist für die interferometrische Messung der zulässige Winkel zwischen Spiegelebene und Laserstrahl  $\Delta\gamma = \gamma(\cos(\Theta_z) - 1)$  beschränkt. Die Messabweichung ist bei der Geradheitsmessung mit Doppelkeil (Abb. 3.40) wiederum für beide Messstrahlen gleich groß und geht nicht in das Ergebnis der Geradheitsmessung ein.

### *Messabweichungen durch die Spiegelgeometrie*

Wird das Doppelkeilprisma während der Messung entlang der Führung in z-Richtung bewegt, so wandern die Messstrahlen über die jeweiligen Spiegelflächen des Winkelspiegels (siehe Abb. 3.52). Ebenheitsabweichungen der Spiegelflächen gehen somit direkt in den Längenmesswert der einzelnen Interferometerkanäle ein. So wird in [46] eine Ebenheit der Messspiegel von mindestens  $\lambda/20$  (bei  $\lambda=632 \text{ nm}$ ) gefordert, was jedoch bei dem im Messsystem eingesetzten Keilwinkel  $\phi_{\text{Keil}} = 2^\circ$  ( $K_G^{-1}=28$ ) immerhin noch Messabweichungen von  $0,9 \mu\text{m}$

zur Folge hätte. Für eine Abweichung der Geradheitsmessung von weniger als  $0,1 \mu\text{m}$  dürfen die Ebenheitsabweichungen  $3,6 \text{ nm}$  nicht überschreiten.

Eine Möglichkeit den Einfluss der Spiegelgeometrie zu eliminieren ist ein Umschlagverfahren, bei dem zwei Messungen durchgeführt werden, zwischen denen der Winkelspiegel um  $180^\circ$  um die z-Achse gedreht wird. Durch Drehung des Winkelspiegels ändert sich das Vorzeichen der durch die Spiegelgeometrie hervorgerufenen Messabweichung. Der Mittelwert der beiden Messungen enthält dann lediglich die Geradheitsinformation der zu messenden Führung, während die systematische Messabweichung durch die Spiegelgeometrie entfällt. Voraussetzung hierfür ist, dass die Messstrahlen in beiden Messungen dieselben Bereiche auf den Messspiegeln überstreichen. In Abb. 3.46 (a) sind die Ebenheitsabweichungen entlang längs zum Messspiegel verlaufender Linien dargestellt, dabei sind die Messlinien bei gedrehtem Spiegel um  $2,5 \text{ mm}$  in x und  $1,5 \text{ mm}$  in y verschoben.<sup>36</sup>



**Abb. 3.46** (a) Ebenheitsabweichung des Winkelspiegels entlang der Scanlinie;  
(b) resultierende Abweichung der Geradheitsmessung

Wie aus Abb. 3.46(b), in der die resultierende Geradheitsabweichung gegenüber der Position entlang der Führung dargestellt ist, ersichtlich wird, betragen die Messabweichungen maximal  $0,32 \mu\text{m}$ , wenn der Winkelspiegel sich in der Ausgangslage befindet, bzw.  $-0,22 \mu\text{m}$  bei gedrehtem Spiegel.

Obwohl die während der Messung überstrichenen Bereiche in beiden Lagen des Spiegels deutlich verschoben sind, kann die Messabweichung durch das Umschlagverfahren auf unter  $0,07 \mu\text{m}$  reduziert werden. Während die Abweichungen für Führungslängen bis zu  $3 \text{ m}$  auch

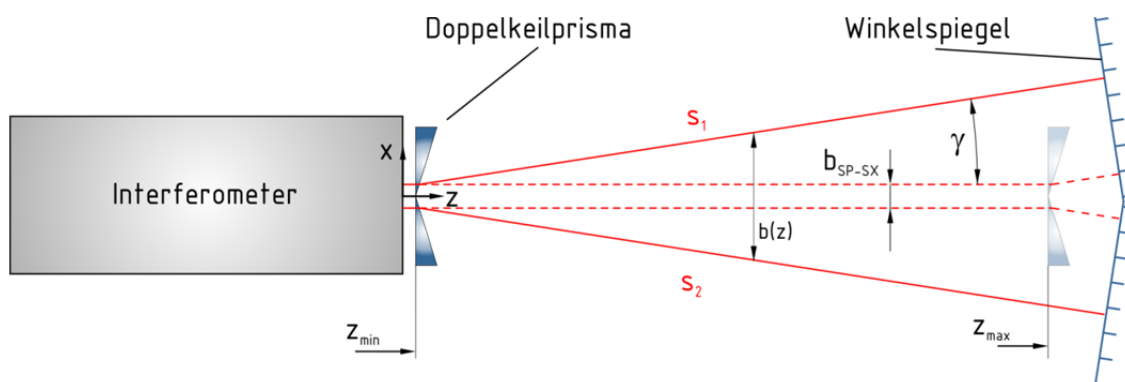
<sup>36</sup> Die Verschiebung ist bewusst eingeführt worden, um den Einfluss auf die Güte der Korrektur zu prüfen.

für Einzelmessungen unter  $0,5 \mu\text{m}$  liegen, kann für Messungen höchster Präzision durch das Umschlagverfahren eine Genauigkeitssteigerung erzielt werden, was jedoch mit erhöhten Messzeiten verbunden ist.

### *Messabweichungen durch Luftturbulenzen*

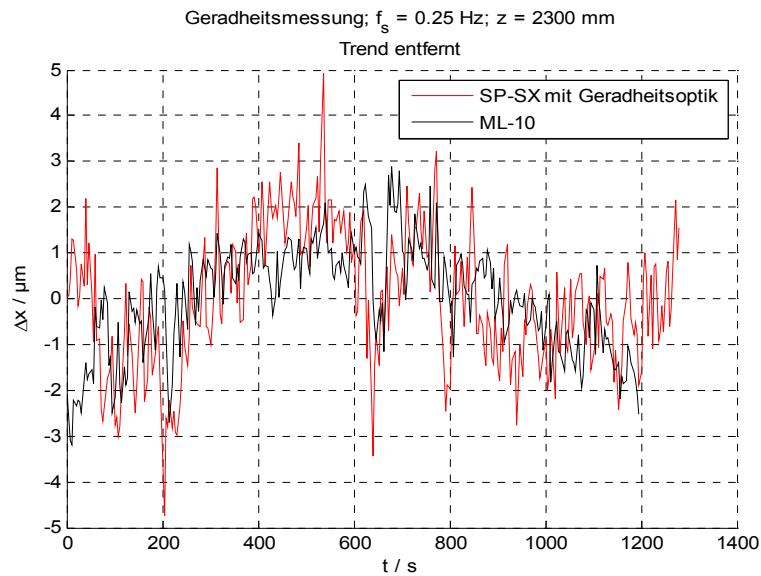
Wie bereits zuvor in 3.3.2 zur Auswahl des Basisabstands für große Messbereiche erläutert wurde, ist der Einfluss der dynamischen Brechzahlswankungen der Luft auf die Differenz der interferometrischen Messungen abhängig vom Abstand der Messstrahlen. Bei der Geradheitsmessung entspricht er für die Messstrecke bis zum Doppelkeilprisma dem Basisabstand  $b_{SP-SX}$  der Messstrahlen (Abb. 3.47), für die Strecke zwischen Keilprisma und Winkelspiegel ist der Abstand:

$$b(z) = 2(z_{\max} - z) \tan \gamma + b_{SP-SX} \quad (3.103)$$



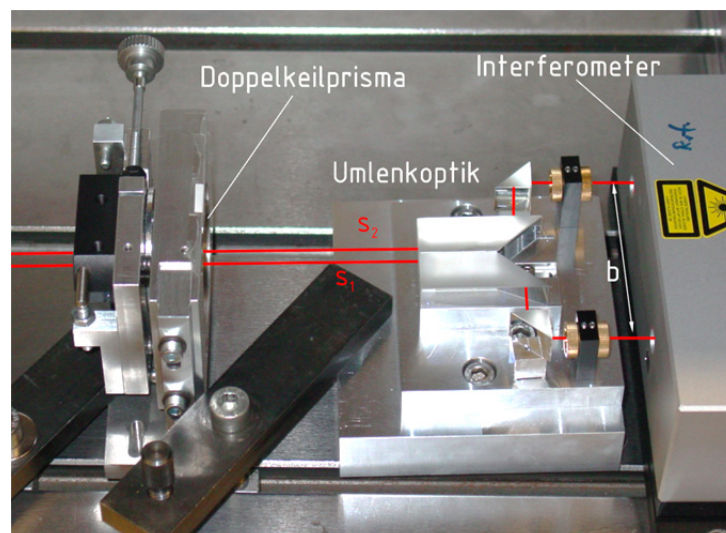
**Abb. 3.47** Strahlführung für Messbereichsendpunkte

Bei klassischen Geradheitsinterferometern ist im Gegensatz dazu lediglich die Strecke vom Strahlteiler (z.B. Wollastonprisma) bis zum Winkelspiegel ausschlaggebend. Für die Position  $z_{\min}$  der Geradheitsoptik nahe dem Interferometer sind für beide Bauweisen ähnliche Ergebnisse zu erwarten (Abb. 3.48). Ist die Geradheitsoptik hingegen nahe dem Winkelspiegel positioniert, so sind bei der Variante mit dem Doppelkeilprisma größere Signalschwankungen zu erwarten.



**Abb. 3.48** Vergleich der Signalschwankungen durch Luftturbulenzen bei einem Mehrstrahlinterferometer mit Doppelkeilprisma und einem Geradheitsinterferometer mit Wollastonprisma (Renishaw ML-10); Wollaston/ Doppelkeilprisma in maximaler Entfernung zum Winkelspiegel

Durch einen geringen Basisabstand kann die Korrelation der Brechzahlsschwankungen entlang beider Messstrahlen deutlich verbessert werden, wodurch eine Verringerung der Signalschwankungen bei Differenzbildung erreicht werden kann. Um gleichzeitig die Forderung nach einem möglichst großen Basisabstand für die interferometrische Winkelmessung zu erfüllen, bietet es sich an, die Messstrahlen zur Verbesserung der Dynamik bei der Geradheitsmessung mit einer zusätzlichen Optik, wie in Abb. 3.49, zusammenzuführen.

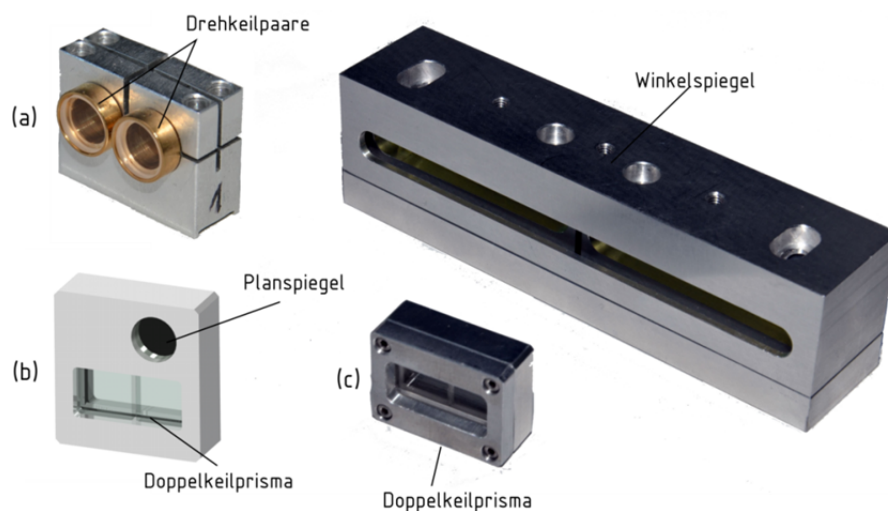


**Abb. 3.49** Strahlumlenkung zur Verringerung des Strahlabstands bei der Geradheitsmessung



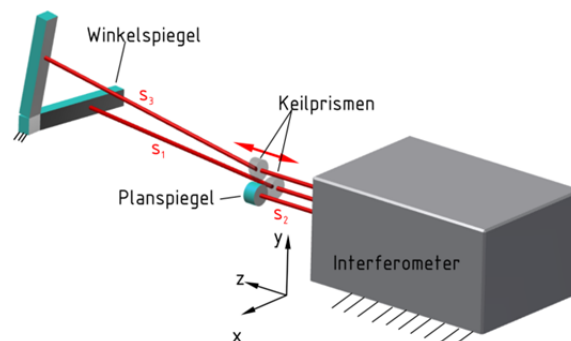
### 3.5.3 Ausführungsformen

Das Doppelkeilprisma zur Geradheitsmessung mit Mehrstrahl-Planspiegelinterferometern wurde als Kittgruppe aus zwei entspiegelten Keilprismen auf einer Trägerplanplatte (Dicke 2 mm) ausgeführt, wobei die Keilprismen mit Hilfe eines AKF besser als 2 Winkelsekunden zueinander ausgerichtet wurden (Abb. 3.50c). Eine Möglichkeit verschiedene Ablenkwinkel zu realisieren, ist bei der Umsetzung des Keilprismas aus zwei Drehkeilpaaren gegeben (Abb. 3.50a). Beim Einsatz eines Dreistrahl-Planspiegelinterferometers im System zur simultanen Messung aller sechs Freiheitsgrade bleibt bei der interferometrischen Geradheitsmessung ein Messstrahl zur Erfassung einer weiteren Größe verfügbar. So kann durch einen in der Geradheitsoptik integrierten Planspiegel simultan zur Geradheitsmessung die lineare Position erfasst werden, was bei der sequentiellen Messung eine exakte Zuordnung der Ergebnisse aus mehreren Messungen ermöglicht (Abb. 3.50b).



**Abb. 3.50** Geradheitsoptiken zum Einsatz in Kombination mit Mehrstrahl-Planspiegelinterferometern

Ausgehend von der Wegänderung eines einzelnen Messkanals ergibt sich weiterhin die Möglichkeit, mit drei Messstrahlen die lineare Position sowie horizontale und vertikale Geradheitsabweichungen zu erfassen. So lässt sich, wie in Abb. 3.51 dargestellt, ein Messsystem ähnlich zu dem in [123] beschriebenen aufbauen, wobei hier jedoch mit ruhendem Winkelspiegel gemessen wird.



**Abb. 3.51** Interferometrische Messung von  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\Delta z$

Messstrahl  $s_2$  erfasst die lineare Position,  $s_1$  die Verschiebung in x und  $s_2$  die Verschiebung in y-Richtung (3.93). Die Messwerte von  $s_2$  und  $s_3$  enthalten zusätzlich einen Anteil durch die Verschiebung des Prismas entlang der Führung.

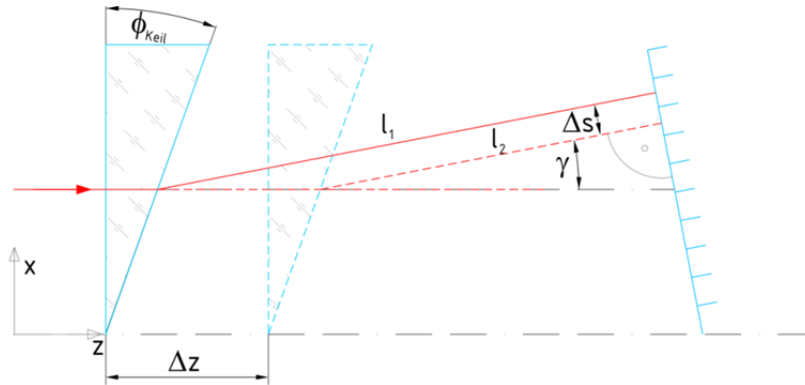


Abb. 3.52 Verschiebung des Keilprismas entlang der Führung

$$\Delta l_{s_1}(\Delta z) = \Delta z(1 - \cos \gamma) \quad (3.104)$$

Die Werte der Geradheitsabweichung folgen durch Korrektur mit den Messwerten der linearen Position aus Messkanal  $s_2$ .

$$\Delta x = \frac{\Delta l_{s_1} - \Delta l_{s_2}(1 - \cos \gamma)}{\tan \phi_{Keil} (n_{Glas} - n_{Luft} \cos \gamma)} \quad (3.105)$$

Dabei ist die Empfindlichkeit halb so groß wie bei der Geradheitsmessung mit zwei Messstrahlen und der Einfluss Spiegelgeometrie kann nicht durch das beschriebene Umschlagverfahren verringert werden. Darüber hinaus werden bei diesem Verfahren Längenänderungen durch dynamische Brechzahlchwankungen sowie Abweichungen durch Winkelbewegungen der Keilprismen nicht durch Differenzbildung minimiert. Dem Vorteil der simultanen interferometrischen Erfassung von drei Freiheiten steht somit eine im Vergleich zur Messung nur einer Geradheitskomponente größere Messunsicherheit gegenüber.

### 3.6 Interferometrische Rollwinkelmessung

Wie in 2.4 beschrieben, kann die Messung des Rollwinkels auf zwei parallele Geradheitsmessungen in y-Richtung in einem festen Basisabstand  $b$  zurückgeführt werden.

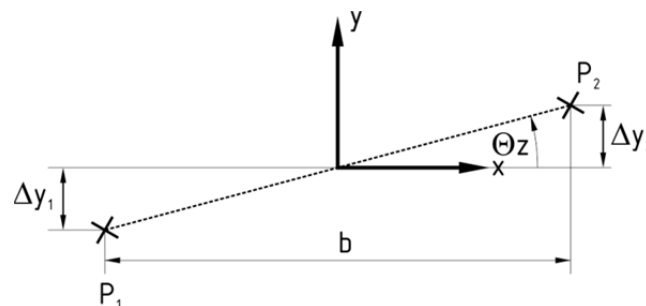


Abb. 3.53 Lateraler Versatz bei Rollbewegung zweier zueinander definierter Punkte  $P_1$  und  $P_2$

Liegt der Drehpunkt mittig auf der Verbindungsgeraden der Messpunkte  $\overline{P_1 P_2}$ , so ist  $\Delta y_1 = \Delta y_2$ , allgemein gilt für den Rollwinkel, unabhängig von der Lage des Drehpunktes:

$$\Theta_z = \arctan \frac{\Delta y_2 - \Delta y_1}{b} \quad (3.106)$$

In der hier verwendeten Grundanordnung zur interferometrischen Rollwinkelmessung durchlaufen zwei parallele Laserstrahlen mit dem Abstand  $b$  zwei Keilprismen und treffen danach auf einen Spiegel, der senkrecht zu beiden Strahlen steht. Eine Verschiebung der Keilprismen in Keilrichtung oder entlang der Führung verursacht in jedem Messstrahl eine Längenänderung gemäß Gleichung (3.93) bzw. (3.104). Diese Längenänderungen sind für beide Messkanäle gleich groß. Führen nun beide Keile gemeinsam eine Rollbewegung aus, so kommt es zu einer gegenläufigen Änderung der optischen Wege beider Strahlen: Bei einer Rollbewegung um  $+\Theta_z$ , d.h. Rollbewegung in mathematisch positiver Richtung um die  $z$ -Achse, verschiebt sich der rechte Keil um  $\Delta y_2$  nach oben, der linke Keil um  $\Delta y_1$  nach unten. Beide Keile rollen dabei gleichzeitig jeweils um ihre Achse in die gleiche Richtung. Wie in 3.5.2 gezeigt wurde, führt eine Rollbewegung um die Keilachse zu einer Änderung des optischen Weges  $\Delta l_{\text{roll}}(\Theta_z)$  (Abb. 3.45). Somit sind die Längenänderungen der beiden Strahlen:

$$\Delta l_{s_1} = \Delta y_1 \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} (n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}} \cdot \cos \gamma) + \Delta l_{\text{roll}}(\Theta_z) + \Delta z(1 - \cos \gamma) \quad (3.107)$$

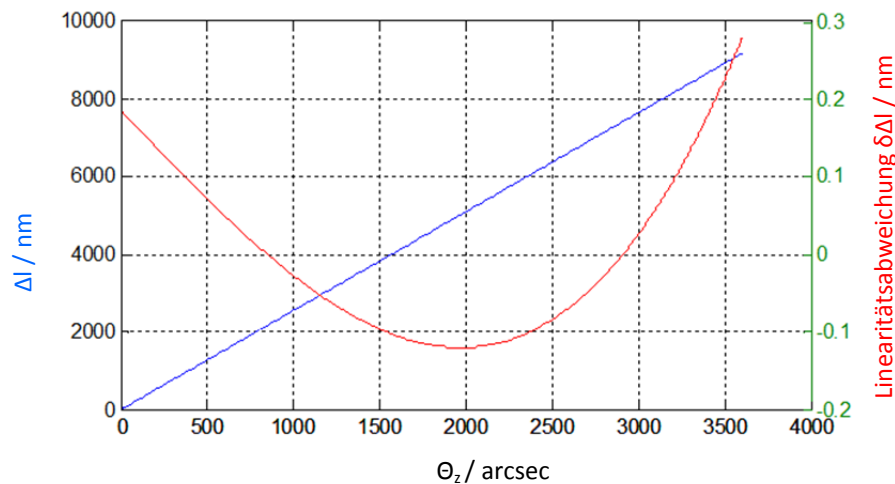
$$\Delta l_{s_2} = \Delta y_2 \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} (n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}} \cdot \cos \gamma) + \Delta l_{\text{roll}}(\Theta_z) + \Delta z(1 - \cos \gamma)$$

Die Differenz der Längenänderungen ist nur noch von der Verschiebung der Keile abhängig und somit gemäß Gleichung (3.106) ein Maß für den Rollwinkel.

$$\begin{aligned} \Delta l_{s_{1,2}}(\Theta_z) &= (\Delta y_2 - \Delta y_1) \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} (n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}} \cdot \cos \gamma) \\ &= b \cdot \tan(\Theta_z) \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} (n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}} \cdot \cos \gamma) \end{aligned} \quad (3.108)$$

Die zusätzliche Längenänderung durch Drehung der Keile um ihre Achse ist für beide Strahlen gleich groß und entfällt bei Betrachtung der Differenz  $\Delta l_{s_{1,2}}$ . Gleiches gilt für Längenänderungen durch Kippung um  $\Theta_x$  und  $\Theta_y$  sowie Verschiebungen beider Keile in  $z$ - und  $y$ -Richtung. Die Empfindlichkeit gegenüber  $\Theta_z$  hängt direkt vom Strahlabstand und dem Keilwinkel ab. Eine Verkippung in Keilrichtung führt gemäß Gleichung (3.96) zu einer Veränderung des Ablenkungswinkels  $\gamma(\Theta_y)$  und somit der Empfindlichkeit:

$$\frac{\partial \Delta l_{s_{1,2}}}{\partial \Theta_z} = b \cdot \frac{1}{\cos^2(\Theta_z)} \cdot \tan \phi_{\text{Keil}} \cdot (n_{\text{Glas}} - n_{\text{Luft}} \cdot \cos \gamma(\Theta_y)) \quad (3.109)$$

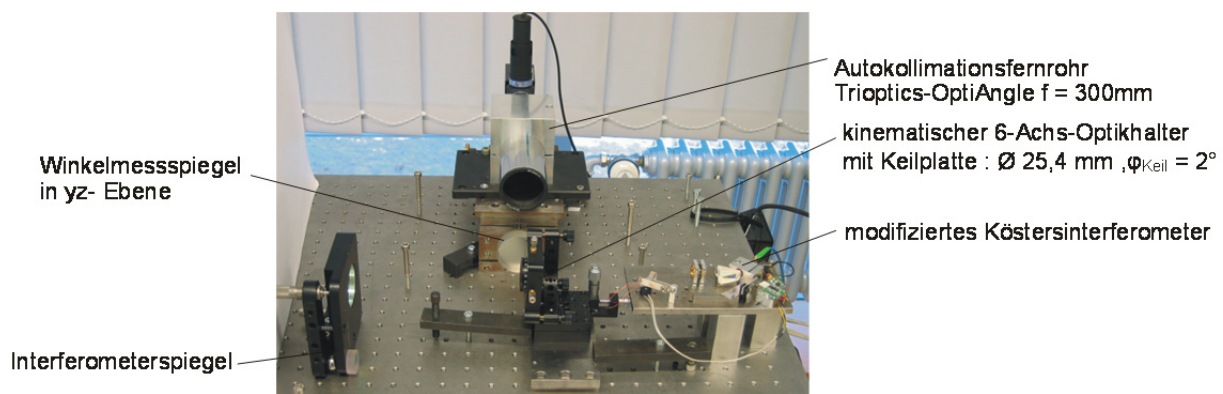


**Abb. 3.54** Verlauf der Längendifferenz und Linearitätsabweichung für  $\Theta_z = 0 \dots 1^\circ$

In Abb. 3.54 ist der berechnete Verlauf der Längendifferenz  $\Delta l_{s1,2}$  (blau) und ihre Linearitätsabweichung (rot) für Rollwinkel von  $0^\circ$  bis  $1^\circ$  bei einem Keilwinkel von  $5^\circ$  (Ablenkwinkel  $\gamma = 2,5^\circ$ ) dargestellt. Die Kennlinie ist weitgehend linear, der Anstieg ist  $K(\phi_{\text{Keil}}=5^\circ) = 2,55 \text{ nm} / 1''$ . Die maximale Linearitätsabweichung beträgt  $0,28 \text{ nm}$ , woraus eine Messabweichung von  $0,12''$  bei der Bestimmung des Rollwinkels resultiert. Für Messungen an Linearführungen ist zu beachten, dass große Keilwinkel zwar die Empfindlichkeit erhöhen, jedoch auch große Messspiegel erforderlich machen. Da die Empfindlichkeit im Bereich weniger Nanometer je Winkelsekunde liegt, bestehen hohe Anforderungen an die Ebenheit des Messspiegels, besonders da hier im Gegensatz zur interferometrischen Geradheitsmessung ein Umschlagverfahren nicht anwendbar ist.

### Messungen mit dem Rollwinkelinterferometer

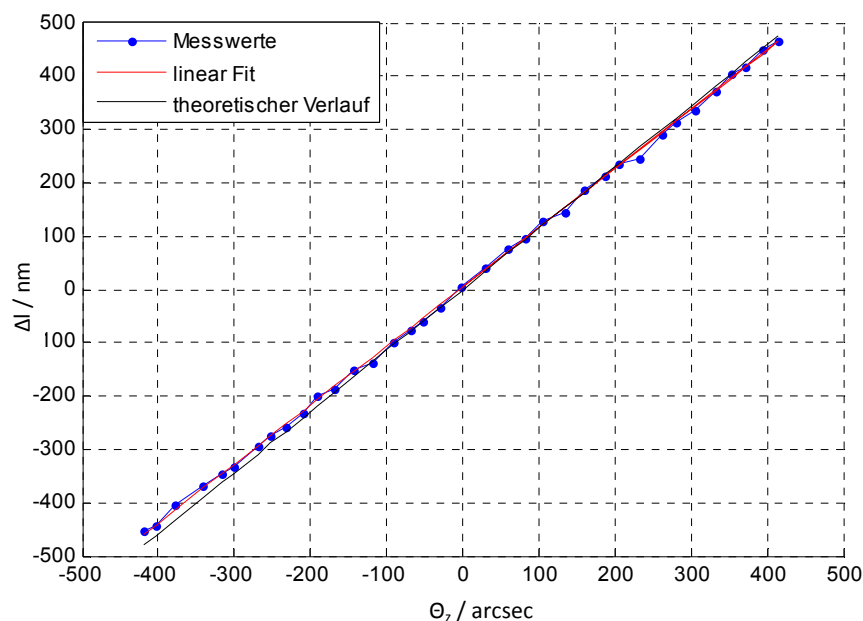
Die messtechnischen Eigenschaften des Rollwinkelinterferometers wurden anhand des Messaufbaus aus Abb. 3.55 experimentell untersucht.



**Abb. 3.55** Messaufbau Rollwinkelmessung

In dem Messaufbau sind die zwei getrennten Keile aus der Vorbetrachtung durch einen gemeinsamen Keil mit dem Durchmesser  $D_{\text{Keil}} > b$  ersetzt. Dadurch ist gewährleistet, dass die Keile stets gleich orientiert sind. Als Messsystem kommt ein modifiziertes Köstersinterferometer mit Planplattenschwinger zum Einsatz. Bei diesem Interferometertyp sind Mess- und Referenzstrahl parallel – es fungiert als Zweistrahl-Planspiegelinterferometer mit optischer Differenzbildung. Der Strahlabstand beträgt 14 mm, die Strahlparallelität wurde auf unter 2“ Parallelitätsabweichung justiert. Die translatorische und rotatorische Lage der Keilplatte kann mit Hilfe eines kinematischen 6-Achs-Optikhalters verändert werden. Die Roll- und Gierbewegung der Keilplatte wird über einen seitlich (in der  $y,z$ -Ebene) angebrachten Spiegel mit einem Autokollimationsfernrohr erfasst.

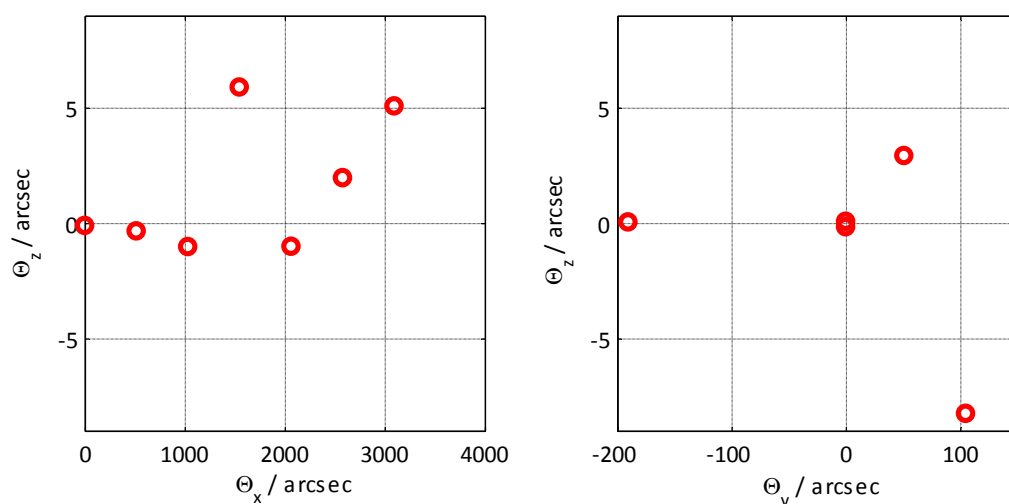
In der ersten Messung wurde der Rollwinkel in einem Bereich von  $-400'' \dots +400''$  in Schritten von etwa 25“ eingestellt und sowohl der Längenmesswert des Interferometers als auch der Winkelmesswert des AKF aufgezeichnet. Die Winkelmesswerte des AKF weisen ein Rauschen von wenigen hundertstel Winkelsekunden auf. Es wurden je Winkelposition zehn Interferometerwerte aufgezeichnet, dabei lag die Standardabweichung der Interferometerwerte bei 2,25 nm.



**Abb. 3.56** Gemessene Kennlinie  $l(\Theta_z)$  des Rollwinkelinterferometers für  $\gamma = 1^\circ$

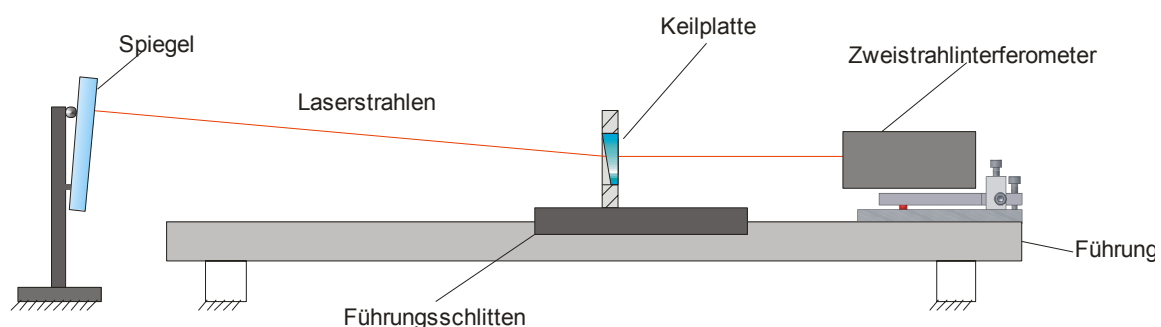
Abb. 3.56 zeigt den gemessenen Kennlinienverlauf  $\Delta l(\Theta_z)$ . Die gemessene Empfindlichkeit weicht mit 1,108 nm/1“ um 0,038 nm/1“ von der theoretisch berechneten Empfindlichkeit 1,146 nm/1“ ab, was in der Unsicherheit des Basisabstands und des Keilwinkels ( $\pm 30''$ ) begründet ist.

Abschließend wurden die Querempfindlichkeiten gegenüber Nick- ( $\Theta_x$ ) und Gierbewegungen ( $\Theta_y$ ) untersucht. Dazu wurde der jeweilige Winkel in einem großen Bereich von bis zu einigen Grad verändert und der Messwert des Rollwinkels aufgezeichnet. Die eingestellten Werte von Nick- und Gierwinkel wurden über zusätzliche am Versuchsaufbau angebrachte Spiegel mit einem AKF gemessen. Wie aus der Darstellung in Abb. 3.57 ersichtlich wird, besteht kein funktioneller Zusammenhang zum Rollwinkel, die Abweichungen sind im Vergleich zu den eingestellten Winkeln gering und zufällig verteilt. Sie resultieren mit großer Sicherheit aus der Manipulation am Messaufbau, bei der eine gleichzeitige Verstellung des Rollwinkels nicht ausgeschlossen werden kann.



**Abb. 3.57** Messwert des Rollwinkels bei Nick- und Gierbewegung des Keilprismas

Es wurde ein System zu interferometrischen Rollwinkelmessung vorgeschlagen. Dabei kommen Mehrstrahl-Planspiegelinterferometer und einfache optische Zusatzkomponenten zum Einsatz. Die Funktionsweise wurde theoretisch beschrieben und anhand von Messungen demonstriert. Das Messsystem weist über einen großen Winkelbereich ( $>1^\circ$ ) eine gute Linearität gegenüber dem Rollwinkel auf, während es gegenüber anderen Winkeländerungen und Translationsbewegungen unempfindlich ist.



**Abb. 3.58** Interferometrische Messung des Rollwinkels an einer Linearführung

Die Empfindlichkeit des Messsystems hängt vom Basisabstand der Laserstrahlen und dem Keilwinkel des verwendeten Keilprismas ab und beträgt für das für die Messungen eingesetzte System etwa  $1\text{ nm}/1''$ . Die erforderliche Größe des Messspiegels wird von der Länge der zu vermessenden Führungsbahn und dem Keilwinkel bestimmt. Eine Empfindlichkeit von  $2,5\text{ nm}/1''$  für Führungen bis  $2\text{ m}$  ist technisch noch gut realisierbar und entspricht einer Winkelauflösung von  $0,4''$  (für eine interferometrische Auflösung von  $A_{\text{int}} = 1\text{ nm}$ , für  $A_{\text{int}} = 0,1\text{ nm}$  folgt eine Winkelauflösung von  $0,04''$ ).

Das System kann entweder kalibriert werden oder die Keilplatte wird mittels Autokollimationsfernrohr exakt vermessen. Ist der Keilwinkel bekannt, kann bei ebenfalls bekanntem Basisabstand der Laserstrahlen (z.B. aus der Kalibrierung des Mehrstrahlinterferometers für die Winkelmessung) die Empfindlichkeit berechnet werden.

Die Empfindlichkeit gegenüber den Umgebungsbedingungen entspricht der bereits beschriebenen für interferometrische Messungen auf Basis von Differenzsignalen.

## 4 Optoelektronische Verfahren zur Geradheits- und Rollwinkelmessung

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, bieten optoelektronische Sensoren zur Strahllagedetektion die Möglichkeit, Geradheitsabweichungen mit einem Laserstrahl als Bezugslinie zu messen. Zweiachsige Sensoren ermöglichen dabei die simultane Erfassung beider Geradheitskomponenten. Darüber hinaus kann der Rollwinkel aus zwei parallelen Geradheitsmessungen bestimmt werden. In diesem Kapitel sollen zunächst die in der vorliegenden Arbeit umgesetzten Konzepte zur Geradheitsmessung mit kombinierter Erfassung des Rollwinkels vorgestellt werden. Dabei wird auf die verschiedenen auftretenden geometrischen Messabweichungen eingegangen. Im Anschluss wird kurz, beziehend auf Kapitel 3.2.3, der Einfluss von Brechzahlchwankungen auf das Messergebnis erläutert. Es werden die Ergebnisse der Untersuchung unterschiedlicher Strahllagedetektoren und ihrer Kalibrierung vorgestellt. In diesem Zusammenhang wird auf Möglichkeiten zur Fremdlichtunterdrückung eingegangen.

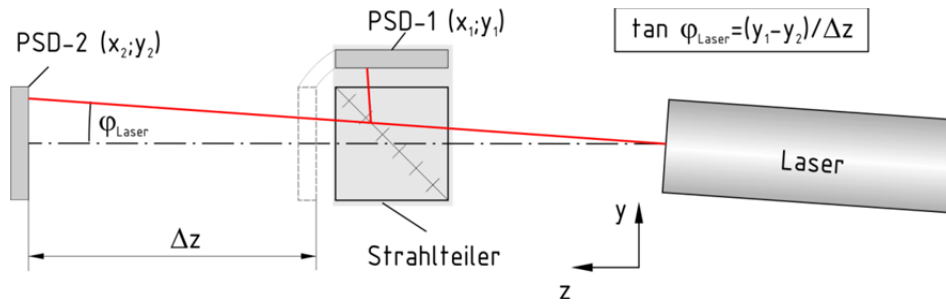
### 4.1 Konzepte zur Geradheits- und Rollwinkelmessung mit positionsempfindlichen Detektoren

Als direkter Ansatz zur Geradheitsmessung mit einem positionsempfindlichen Detektor (PSD) bietet sich die Möglichkeit, den Empfänger entlang eines, als Bezugsgerade dienenden, Laserstrahls zu bewegen. Die erfassten Änderungen der Strahllage auf dem Detektor bilden die Geradlinigkeit der linearen Bewegung ab. Ein wesentlicher Einflussfaktor ist dabei die Richtungsstabilität der verwendeten Laserquelle und die damit verbundene Messabweichung:

$$\delta r_{\text{LaserRichtung}} = \sqrt{\delta x_{\text{Laser}}^2 + \delta y_{\text{Laser}}^2} = \tan \varphi_{\text{laser}} \cdot L_{\text{mess}} \quad (4.1)$$

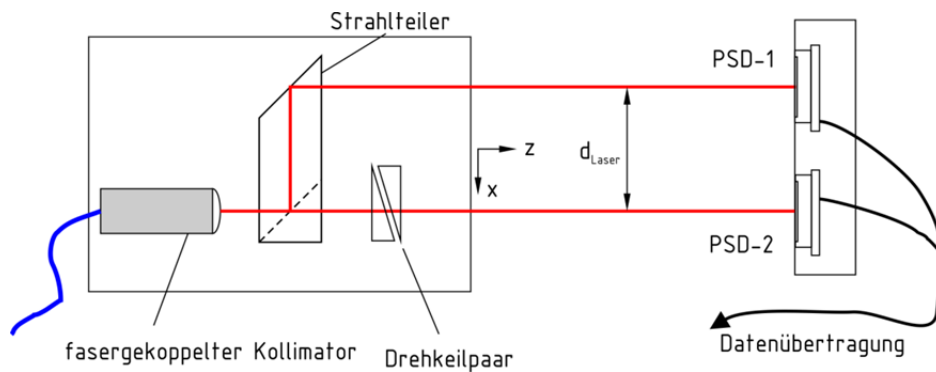
Neben dem Einsatz richtungsstabiler Lichtquellen besteht die Möglichkeit durch die Verwendung einer Kombination von positionsempfindlichen Detektoren und optischen Anordnungen (z.B. gemäß Abb. 4.1), die den Messstrahl transmittieren und gleichzeitig die Strahllage messen, Richtungsschwankungen der Laserquelle zu erfassen und zu korrigieren (siehe auch [50]).





**Abb. 4.1** Anordnung zur Bestimmung dynamischer Richtungsänderungen des Referenzlasers

Zur zusätzlichen Erfassung des Rollwinkels können zwei parallele Messungen (Abb. 4.2) verwendet werden. Zur Beleuchtung wird hier ein fasergekoppelter Kollimator verwendet. Am Ausgang der Singlemodefaser steht ein richtungsstabiler Gaußstrahl in der Grundmode TEM<sub>00</sub> zur Verfügung [124], der durch die Kollimatorlinse aufgeweitet wird.

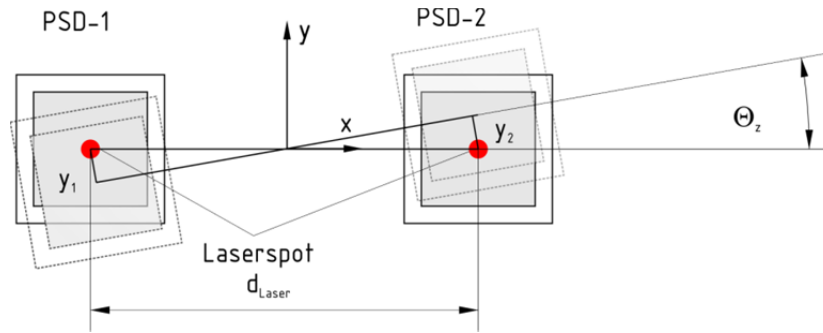


**Abb. 4.2** Direkte Messung mit positionsempfindlichen Detektoren

Der Strahl wird am Strahlteiler in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespalten, deren Parallelität mit Hilfe eines Drehkeilpaares eingestellt werden kann. Die Laserstrahlen treffen auf die positionsempfindlichen Detektoren (PSD-1, PSD-2), welche sich im bewegten Messreflektor befinden. Die Messsignale, die den x,y-Koordinaten der Strahlungsschwerpunkte auf den PSDs entsprechen, stehen am Messreflektor entweder über Kabel oder Funkverbindung zur Verfügung. Eine Verschiebung des Messreflektors in der x,y-Ebene hat auf beiden Sensoren dieselbe Schwerpunktverlagerung zur Folge. Eine Rollbewegung um die z-Achse führt, wie in Abb. 4.3 dargestellt, zu einer Differenz der Strahlposition in y-Richtung, welche unabhängig von der Lage des Drehpunktes ist.

$$\Delta y_{PSD1,2} = d_{laser} \cdot \sin \theta_z \quad (4.2)$$

Wie bei der interferometrischen Rollwinkelmessung, die ja in gleicher Weise auf zwei Geradheitsmessungen beruht, wird die Empfindlichkeit durch den Strahlabstand  $d_{laser}$  bestimmt. Dabei ist  $\Delta y_{PSD1,2}$  die Differenz der Positionsänderungen auf den beiden Sensoren.



**Abb. 4.3** Bestimmung des Rollwinkels bei bewegten Positionssensoren

Voraussetzung hierfür ist die Parallelität der Messstrahlen. Sind die Messstrahlen nicht parallel, so weisen die beiden gemessenen Geradheitsabweichungen unterschiedliche Richtungsabweichungen auf, deren Differenz bei der Auswertung des Rollwinkels als Verdrillung entlang der zu messenden Führung interpretiert werden kann. Werden die Richtungsabweichungen, wie bei der Geradheitsmessung üblich [6 S. 10], durch Trendkorrektur entfernt (bspw. nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate), so gehen Informationen über tatsächlich vorliegende Verdrillungen der Führung verloren, weshalb eine exakte Ausrichtung der Messstrahlen zur Minimierung des Schielwinkels in y-Richtung  $\varphi_{\text{schiel}}$  zwingend erforderlich ist.

$$\delta\theta_z = \arcsin\left(\frac{\delta y_{\text{schiel}}}{d_{\text{Laser}}}\right) = \arcsin\left(\frac{z \cdot \tan\varphi_{\text{schiel}}}{d_{\text{Laser}}}\right) \quad (4.3)$$

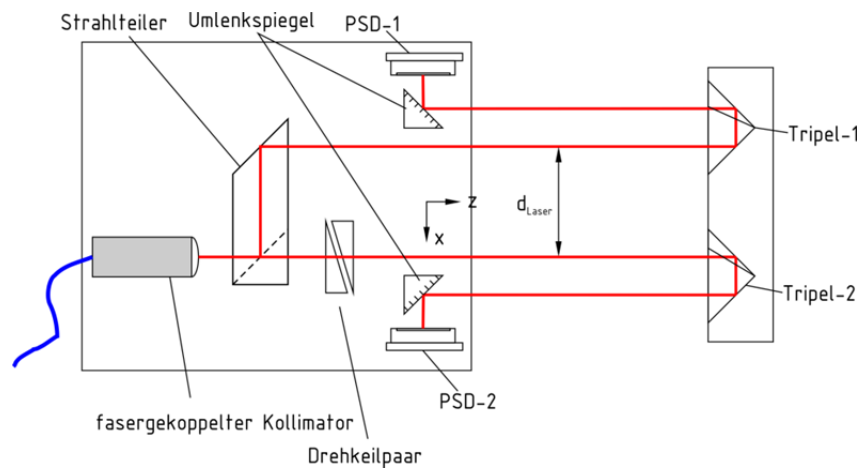
Das Koordinatensystem der Messung wird durch die Richtung der Achsen der Messstrahlen und die Ebene, in der sie liegen, vorgegeben. Die Relativlage von Mess- und Maschinenkoordinatensystem ist somit während der Messung gleichbleibend. Die Positionswerte der Strahlagedektoren sind im Detektor-Koordinatensystem gegeben, welches durch die beiden Hauptachsen der Sensorfläche aufgespannt wird. Ist der Rollwinkel ungleich null, müssen die Messwerte entsprechend korrigiert werden.

$$x_{\text{mess}} = x_{\text{PSD}} \cos \Theta_z + y_{\text{PSD}} \sin \Theta_z \quad (4.4)$$

$$y_{\text{mess}} = x_{\text{PSD}} \sin \Theta_z + y_{\text{PSD}} \cos \Theta_z \quad (4.5)$$

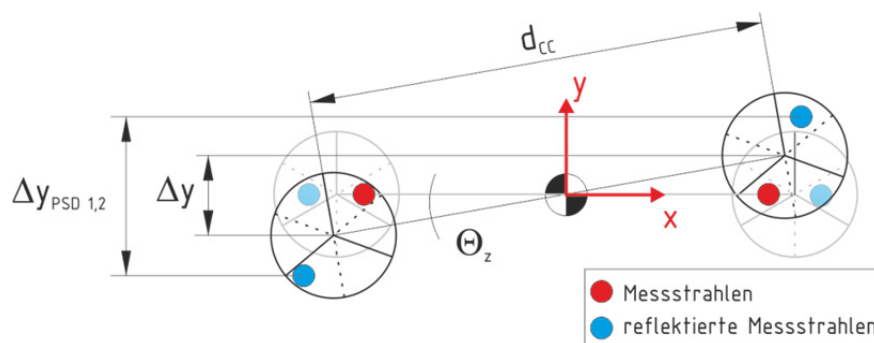
Eine weitere Messanordnung, bei der die Detektorkoordinatensysteme jedoch fest zum Messkoordinatensystem angeordnet sind, ist in Abb. 4.4 dargestellt. Die Messstrahlen werden hier durch zwei Retroreflektoren reflektiert und treffen dann auf die im ortsfesten Teil des Messsystems befindlichen Strahlagedektoren PSD-1 und PSD-2. Vorteilhaft ist hierbei, dass der Messreflektor passiv ausgeführt ist, wodurch Wärmequellen durch elektrische Vorverstärker entfallen und weiterhin eine thermische Beeinflussung durch Funk-

Datenübertragungssysteme bzw. mechanische Wechselwirkungen bei kabelgebundener Datenübertragung vermieden werden.



**Abb. 4.4** Geradheits- und Rollwinkelmessung mit passivem Reflektor

Ein weiterer Vorteil ist die Empfindlichkeitssteigerung durch die verwendeten Tripelreflektoren, da eine Verschiebung des Reflektors um  $\Delta y$  eine Verlagerung des reflektierten Strahls von  $2\Delta y$  bewirkt (siehe Abb. 2.8).



**Abb. 4.5** Bestimmung des Rollwinkels bei Reflexion über Tripelreflektoren

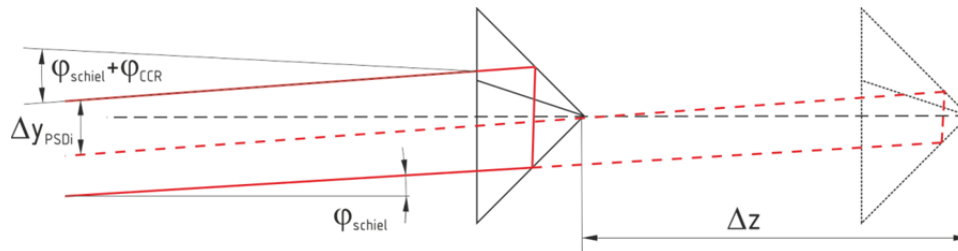
Maßgeblich für die Rollwinkelmessung ist die Differenz der Strahlverlagerungen  $\Delta y_{\text{PSD}}$  auf den Empfängerflächen, die in Abhängigkeit vom Abstand der Tripelreflektoren  $d_{\text{cc}}$  aus dem Rollwinkel folgt:

$$\Delta y_{\text{PSD}1,2} = 2d_{\text{cc}} \sin \theta_z \quad (4.6)$$

### *Einfluss der Tripelreflektoren*

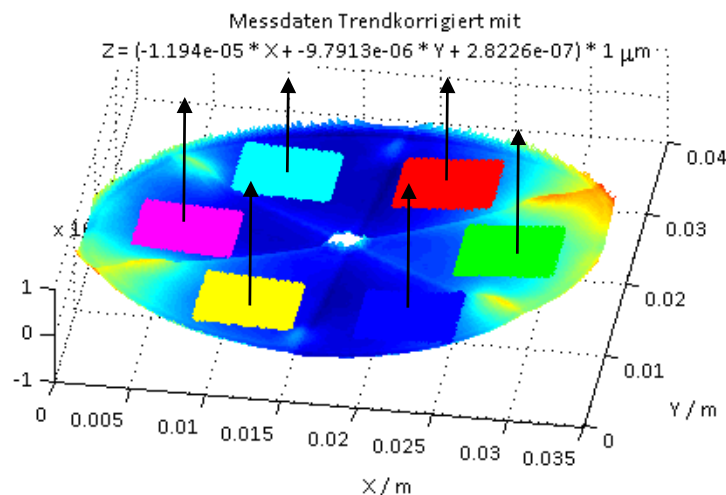
Da in der Anordnung zur Geradheits- und Rollwinkelmessung mit passivem Reflektor die Eigenschaften der verwendeten Tripelreflektoren wesentlichen Einfluss auf das Messergebnis haben, soll an dieser Stelle näher auf sie eingegangen werden.

Winkeltoleranzen der Tripelreflektoren führen zu einem Winkel  $\varphi_{CCR}$  zwischen Messstrahl und reflektiertem Messstrahl. Dieser wirkt sich auf die Geradheitsmessung wie auch eine Parallelitätsabweichung  $\varphi_{schiel}$  der Messstrahlen als scheinbare Richtungsabweichung aus.



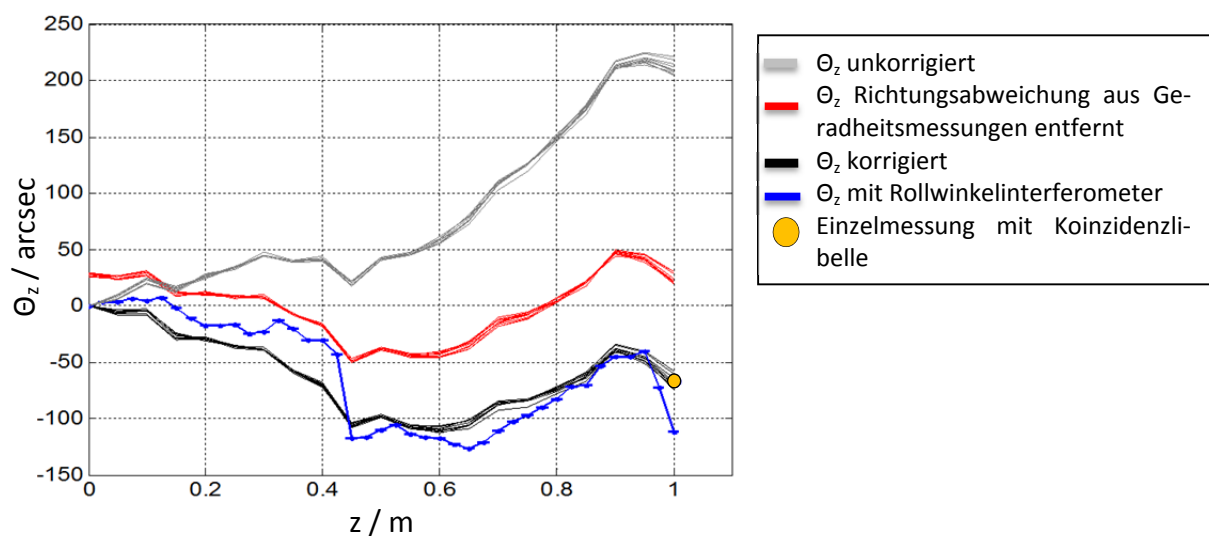
**Abb. 4.6** Parallelitätsabweichung der Messstrahlen und Winkelfehler des Tripelreflektors

Für eine Winkelabweichung  $\varphi_{CCR}$  des reflektierten Strahls von nur einer Winkelsekunde ergibt sich bereits eine laterale Positionsabweichung ( $\Delta y_{PSDi}$  in Abb. 4.6) von  $4,8 \mu\text{m}/\text{m}$  bezogen auf den Verfahrensweg  $\Delta z$ , was deutlich über der angestrebten Positionsauflösung von  $0,1 \mu\text{m}$  liegt. Hierfür wären Tripelreflektoren mit Reflexionsabweichungen kleiner als  $0,02''$  und Abweichungen der Parallelität der Messstrahlen von weniger als  $0,01''$  erforderlich, was weder bei der Justage der Strahlparallelität noch bei den Fertigungstoleranzen der Tripelreflektoren erreichbar ist. Eine alternative Möglichkeit besteht in der Korrektur der Werte bei bekannter Verschiebung in z-Richtung und bekannten Winkelfehlern. Die Parallelitätsabweichung der Messstrahlen kann dazu, wie in Abschnitt 3.3.3 dargestellt, mit einem AKF gemessen werden. Die Winkelabweichungen der Retroreflektoren können mit einem Fizeau-Interferometer erfasst werden. Hier wurde ein Interferometer der Firma Zygo mit entsprechender Software [125] zur Messung von Tripelreflektoren eingesetzt. Da für die Korrektur zusätzlich zu den Beträgen der Winkelabweichungen des Reflektors auch ihre Richtung bekannt sein muss, wurden die verwendeten Reflektoren in Einbaulage vermessen.



**Abb. 4.7** Bestimmung der Korrekturwerte aus Messwerten des Tripelreflektors

In Abb. 4.7 ist beispielhaft die mit dem Fizeau-Interferometer gemessene Oberfläche eines Tripelreflektors dargestellt. Da ein idealer Retroreflektor den Messstrahl exakt parallel reflektiert, wäre die Abbildung hier eine Ebene<sup>37</sup>. Der einfallende Lichtstrahl ist parallel zur Symmetrieachse des Tripels, die senkrecht zur Ausgleichsebene durch alle sechs Sektoren des Tripels verläuft. Die Richtung der reflektierten Strahlen ist für alle Sektoren verschieden. Zur Ermittlung der sechs Richtungsvektoren wurde die Normale einer Ausgleichsebene für einen lateralen Messbereich von  $\pm 2,5$  mm in jedem Sektor ermittelt (farbige Quadrate in Abb. 4.7). Wie aus Abb. 4.8 ersichtlich wird, ist diese Winkelkorrektur prinzipiell geeignet um Messungen von Rollwinkeländerungen entlang der gesamten Länge der zu messenden Führungsbahn (Verdrillungen) zu erfassen. Grenzen der Korrektur bestehen einerseits in Änderungen der Winkellage der Messstrahlen zueinander, durch zeit- und temperaturabhängige Verlagerung der Strahlführungsoptiken, und andererseits in der Ebenheitsabweichung der Flächen der Tripelreflektoren, die eine Ortsabhängigkeit des Winkelfehlers bei der Retroreflexion zur Folge haben.



**Abb. 4.8** Rollwinkelmessung mit Korrektur der Winkelfehler

<sup>37</sup> Der Tripelreflektor wird dabei als Spiegel, der senkrecht auf dem Messstrahl steht, betrachtet. Orthogonalitätsabweichungen der Tripelflächen zueinander wirken somit als geneigte Sektoren der Spiegelebene.

## 4.2 Positionsempfindliche Detektoren

Wesentliches Funktionselement bei der optoelektronischen Geradheits- und Rollwinkelmessung sind die eingesetzten Detektoren zur Messung der Strahlposition. Voraussetzung für den Einsatz in dem hier angestrebten Messsystem zur simultanen Erfassung aller sechs Freiheitsgrade ist eine den Zielstellungen entsprechende Sensorauflösung von  $0,1\ \mu\text{m}$  sowie ein Messbereich von mindestens  $\pm 1\ \text{mm}$ , um die Anforderungen an die Ausrichtung des Messsystems zu reduzieren<sup>38</sup>. Darüber hinaus sind in Anbetracht der Integration in das Gesamtsystem zweiachsige Ausführungen zur Messung von x- und y-Position zu bevorzugen.

Zur Bestimmung der Geradheitsabweichung aus der Strahlverlagerung ergeben sich zwei verschiedene Möglichkeiten: Entweder wird die Lage der Strahlachse bestimmt oder es wird der Intensitätsschwerpunkt ermittelt. Die Bestimmung der Strahlachse erfolgt aus mit CCD- oder CMOS-Sensoren [126] aufgenommenen Intensitätsverteilungen. Die Strahllageparameter werden bestimmt, indem eine theoretische Intensitätsverteilung (Gaußverteilung) an die gemessene Verteilung mittels Regression (ISO 11145) angepasst wird. Weiterhin sind Verfahren bekannt, die auf der Auswertung von Beugungsgittern beruhen [127] [128]. Verfahren, die in dieser Weise die Strahllage bestimmen, sind gegenüber Störungen des Intensitätsprofils wie sie zum Beispiel durch kleinste Verschmutzungen der verwendeten Optiken und Sensoren auftreten können, Durchmesseränderungen und Intensitätsschwankungen sowie Umgebungslichteinflüssen weitgehend unempfindlich. Allerdings entstehen bei entsprechender Systemauflösung (Pixelgröße) große Datenmengen, die in Verbindung mit der erforderlichen Datenauswertung die Dynamik des Systems verschlechtern. Messungen der Strahllage auf Grundlage des Intensitätsschwerpunktes können mit CCD- und CMOS-Sensoren ebenfalls anhand gemessener Intensitätsprofile erfolgen.

Eine weitere Möglichkeit, die bei besserer Dynamik mit geringerem elektronischem Aufwand verbunden ist, stellen positionsempfindliche Detektoren (PSD) dar, welche in ein- oder zweidimensionalen Ausführungen verfügbar sind. Wesentliches Unterscheidungsmerkmal zu den genannten CCD- und CMOS-Sensoren ist, dass das Ausgangssignal direkt der Strahlposition auf dem Detektor entspricht. Es existieren verschiedene Bauformen von PSD. Zum einen

---

<sup>38</sup> Der Messbereich bezeichnet hier lediglich den Bereich, in dem Strahllageänderungen nach Kalibrierung des Sensors mit der entsprechenden Messunsicherheit erfasst werden können. Darüber hinaus sollte der Sensor in einem größeren Bereich die Strahllage derart erfassen können, dass ein Messsignal zur Sensorjustage zur Verfügung steht.

kommen segmentierte Fotodioden (Quadranten-Fotodioden 4QD) zum Einsatz [129] bei denen die Lageinformation des Intensitätsschwerpunktes sich aus den Fotoströmen der einzelnen Fotodioden ergibt. Die zweite Bauform sind Vollflächendioden sogenannte Lateral-Effect-Photodiodes (LEP), die auf dem Lateralen Fotoeffekt basieren [130], [131]. Im Gegensatz zur zuvor beschriebenen Bestimmung der Strahlage aus der Strahlachse ist die Messung auf Basis des Strahlschwerpunktes gegenüber Umgebungslichtschwankungen, Intensitätsschwankungen der Strahlquelle und Störungen des Intensitätsprofils (also der Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt) empfindlich. Während bei LEP Änderungen des Strahldurchmessers den Messbereich ändern, haben sie bei 4QD zusätzlich eine Änderung der Sensorkennlinie zur Folge.

Die Dynamik wird bei Messungen mit PSD in erster Linie durch die elektrischen Parameter der Fotodioden bestimmt. Die Grenzfrequenz ist unter anderem von der Sensorfläche abhängig und liegt für Sensoren mit einem Messbereich von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  typischerweise zwischen 20 MHz (4QD [132]) bzw. 350 kHz ... 800 kHz (2D-Duolateraleffekt-Fotodiode [133]).

Ausgehend von den erreichbaren Messfrequenzen der geforderten Systemauflösung und den anfallenden Datenraten kommen für das Messsystem ausschließlich analoge Strahlagedetektoren in Frage. Wesentliche Merkmale sind hierbei die Linearität der Sensorkennlinie und die Freiheit von lokalen Störungen, da diese Eigenschaften den entstehenden Kalibrieraufwand bestimmen. Am Markt verfügbare Quadrantenfotodioden, Tetralateraleffekt PSDs sowie Duolateraleffekt PSDs wurden auf ihre Eignung hin untersucht. Die Ergebnisse werden im Folgenden zusammengefasst.

#### **4.2.1 Messablauf und Messaufbau**

Zur Bestimmung der messtechnischen Eigenschaften der zu untersuchenden positionsempfindlichen Detektoren wurden diese relativ zu einem kollimierten Laserstrahl bewegt. Die Relativbewegung wurde am Positioniersystem gemessen, womit aus der Sollposition und den synchron dazu aufgezeichneten Sensorsignalen für die Strahlposition die Sensorkennlinie folgt. Im Wesentlichen wurden für jeden zu untersuchenden Sensortyp drei Arten von Messungen durchgeführt:

1. Rastermessung
2. Punkt-zu-Punkt-Messung
3. Langzeitmessung

Bei der Rastermessung werden im gesamten Messbereich des Sensors Punkte eines Messrasters angefahren. Aus den ortsabhängigen Abweichungen zwischen Sollposition und dem Messwert des positionsempfindlichen Detektors können Aussagen über die Linearität des Sensors sowie über lokale Abweichungen durch Inhomogenitäten der Messfläche des Sensors getroffen werden<sup>39</sup>. Je nach gewünschter Dichte der Messpunkte wurden verschiedene Messraster verwendet. Typischerweise betrug der Punktabstand 0,1 mm, was bei einem Messbereich von  $\pm 1$  mm für x und y 441 Messpunkten entspricht (Messzeit ca. 30 min). Für Messungen im erweiterten Messbereich von bis zu  $\pm 4$  mm (je nach Sensor) wurden entsprechend größere Abstände gewählt, um die Messzeit zu verringern. Die erreichbare Unsicherheit der Messung der Strahlposition wurde aus wiederholten Rastermessungen und Punkt-zu-Punkt-Messungen bestimmt. Bei letzteren wird lediglich zwischen zwei Punkten im Messbereich hin und her gemessen, wodurch in vergleichbar geringer Zeit eine Vielzahl von Wiederholungen durchgeführt werden kann. Somit kann im Sinne einer Wiederholungsmessung von geringeren Schwankungen äußerer Einflussfaktoren ausgegangen werden. Abschließend durchgeführte Langzeitmessungen, bei denen eine Vielzahl von Messwerten an einer einzigen Position aufgenommen wird, geben Aufschluss über die Nullpunktstabilität und die Empfindlichkeit der Sensoren gegenüber Temperaturschwankungen, wobei hier stets der gesamte optische Aufbau (z.B. optische Fenster zum Schutz des Sensorsubstrats) das Messergebnis beeinflusst.

Der Messaufbau muss je nach Messbereich des zu untersuchenden Detektors Positionierungen in einer Fläche von bis zu  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  ermöglichen. Die Unsicherheit, mit der die angefahrenen Positionen bekannt sind, muss dabei deutlich geringer als die angestrebte Messauflösung des Positionssensors sein. Zur Untersuchung der Sensoren wurden zwei Messaufbauten eingesetzt: eine Nanopositionier- und Nanomessmaschine NMM-1 und ein spezifisch für diese Untersuchungen aufgebauter Mess- und Kalibrier Aufbau für Positionsempfindliche Detektoren.

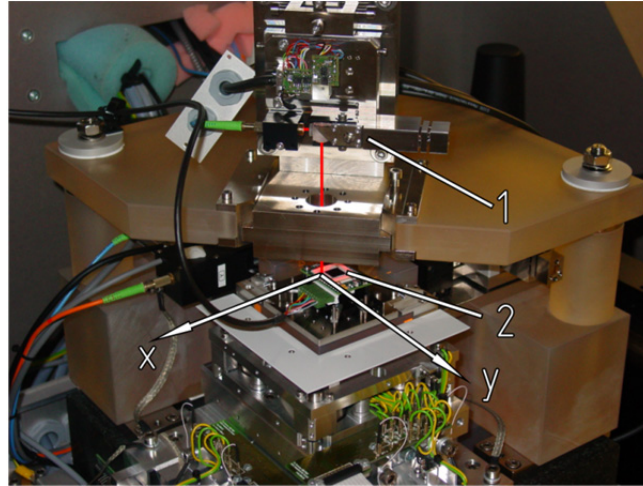
Die Nanopositionier- und Nanomessmaschine NMM-1 [134] verfügt über ein Messvolumen von  $25 \times 25 \times 5 \text{ mm}^3$  und eine Messauflösung von 0,1 nm. Das Messsystem ermöglicht, bedingt durch seine Konzeption abbefehlerfreie Messungen und gewährleistet durch den Einsatz von Laserinterferometern die Rückführbarkeit der Messergebnisse. Die Messanordnung

---

<sup>39</sup> Bei Messungen mit zusätzlichen optischen Komponenten können so auch ggf. auftretende Abweichungen durch Störreflexe und –interferenzen erfasst werden.

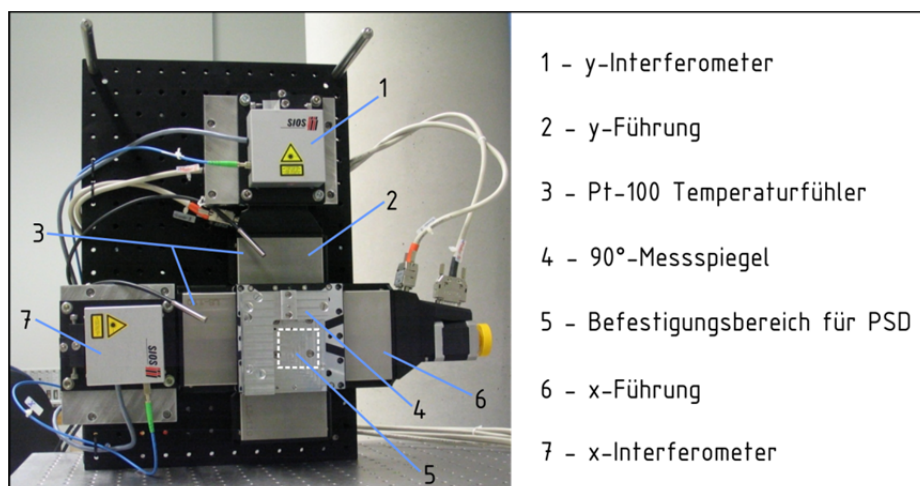


in der NMM-1 ist in Abb. 4.9 dargestellt. Der zu untersuchende positionsempfindliche Detektor wird während der Messung auf der Messspiegelecke der NMM-1 horizontal bewegt und mit einem am Metrologierahmen befestigten fasergekoppelten Laserkollimator beleuchtet.



**Abb. 4.9** Messanordnung in NMM-1: 1-Beleuchtungseinheit (fasergekoppelter Kollimator, Strahlumlenkung), 2-PSD

Die zweite Messanordnung (Abb. 4.10) besteht aus zwei gekreuzten Linearführungen (LS110-25SM der Firma Micos GmbH), die bei einer Positionsauflösung von  $0,015 \mu\text{m}$  eine Positionierunsicherheit von  $0,1 \mu\text{m}$  (absolute Positionierabweichung  $< 2 \mu\text{m}$ ) erreichen. Auf den Führungen ist ein L-förmiger Messspiegel (Die Orthogonalitätsabweichung der Spiegelflächen zueinander sind kleiner als  $5''$ ) angebracht gegen den jeweils ein Planspiegelinterferometer für die x- und y-Richtung misst, so dass die relativen Positionsänderungen nach Beginn der Messung mit einer Auflösung von  $1 \text{ nm}$  aufgezeichnet werden können.



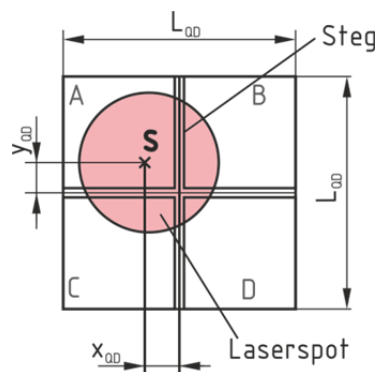
**Abb. 4.10** Mess- und Kalibrier Aufbau zur Untersuchung von positionsempfindlichen Detektoren

Der Positionssensor wird zur Minimierung der Messabweichungen durch Abbe-Offsets innerhalb des L-Spiegels im virtuellen Schnittpunkt der Messstrahlen der Interferometer befestigt. In dieser zweiten Messanordnung werden nicht die gleichen geringen Messunsicherheiten wie mit der NMM-1 erzielt, weiterhin müssen die einzelnen Positionswerte zusätzlich gemessen werden, während sich die NMM-1 durch die geringen Positionierungsunsicherheiten auszeichnet. Dem gegenüber entspricht die Messanordnung mit horizontaler und vertikaler Achse der typischen Messaufgabe des angestrebten Messsystems und es kann in verschiedenen Messabständen gemessen werden. Zudem ist es möglich, außer Einzelsensoren auch größere Aufbauten, wie aktive oder passive Messköpfe, zur kombinierten Geradheits- und Rollwinkelmessung zu untersuchen.

#### 4.2.2 Eigenschaften der untersuchten positionsempfindlichen Detektoren

##### *Quadrantenfotodiode*

Quadrantenfotodioden bestehen aus vier einzelnen, durch schmale Stege voneinander getrennten Fotodioden, die auf einem Substrat gefertigt sind und über eine gemeinsame Kathode verfügen.



**Abb. 4.11** Aufbau Quadrantenfotodiode

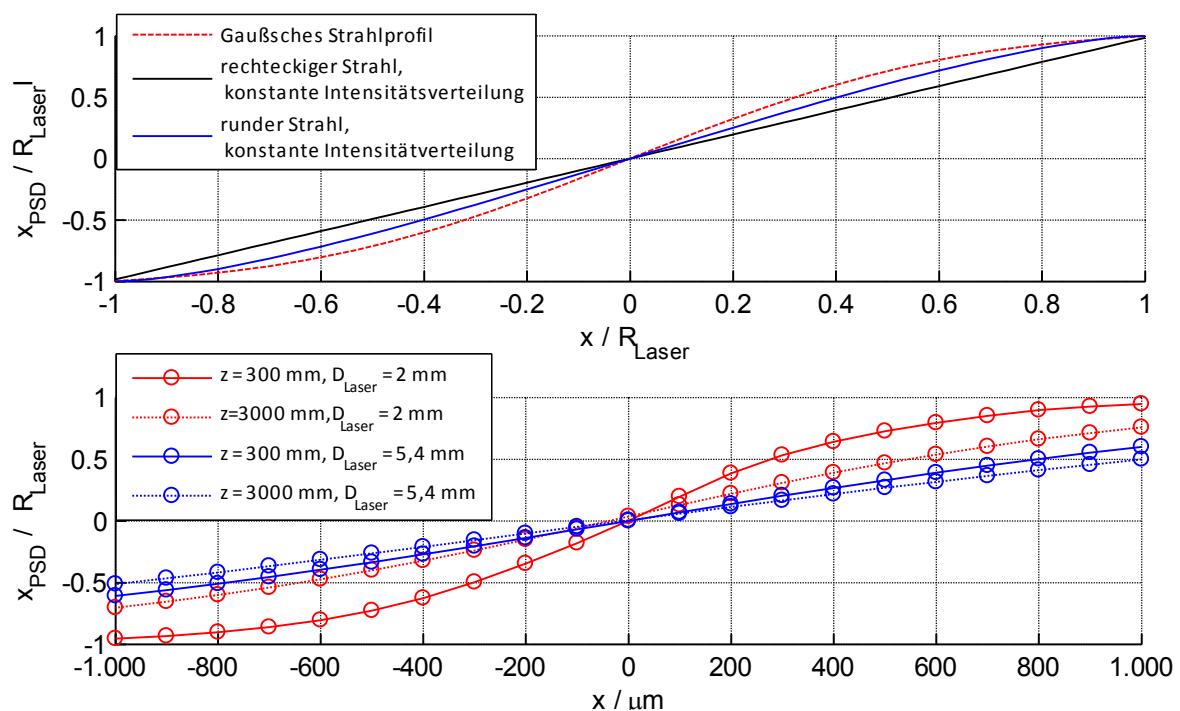
Aus der Verteilung der vier Fotoströme  $I_{A...D}$  der Einzeldioden folgt die Position des Strahlungsschwerpunktes S auf der Sensoroberfläche.

$$x_{QD} = \frac{(I_A + I_C) - (I_B + I_D)}{I_A + I_B + I_C + I_D} \cdot R_{Laser} \quad (4.7)$$

$$y_{QD} = \frac{(I_A + I_B) - (I_C + I_D)}{I_A + I_B + I_C + I_D} \cdot R_{Laser} \quad (4.8)$$

Das Sensorsignal wird dabei auf den Gesamtphotostrom normiert, um Intensitätsschwankungen der Laserquelle zu eliminieren. Grundvoraussetzung der Positionsmessung ist dabei, dass stets alle 4 Quadranten beleuchtet sind und der Laserspot vollständig auf die Sensorflä-

che abgebildet wird. Der Messbereich ist somit auf den Radius des Laserspots bzw. die halbe Kantenlänge der Quadrantendiode beschränkt. Weiterhin muss der Durchmesser des Laserstrahls größer als die Stegbreite (typischerweise  $5\mu\text{m} \dots 30\mu\text{m}$ ) sein, um diese Bedingung zu erfüllen. Wie aus den Gleichungen zur Bestimmung der Positionswerte aus den Fotoströmen ersichtlich wird, ist die Empfindlichkeit der Positionsbestimmung direkt vom Radius des verwendeten Messstrahls abhängig. Im oberen Teil von Abb. 4.12 sind berechnete Kennlinien für verschiedene Querschnitte und Intensitätsverteilungen der Messstrahlen dargestellt. Eine lineare Kennlinie ergibt sich nur bei rechteckigem Strahlquerschnitt mit konstanter Intensitätsverteilung. Für ein typischerweise vorliegendes Gaußsches Strahlprofil kommt es zu Linearitätsabweichungen, die durch Kennlinienapproximation mit einem Polynom 5. Grades [135] (bzw. 9. Grades [136]) erfasst werden können. Weitaus kritischer ist die Abhängigkeit gegenüber dem Strahlradius zu bewerten. Weitet sich der Messstrahl entlang der Messstrecke auf, so ändert sich die Empfindlichkeit der Positionsmessung (siehe Abb. 4.12 unten).



**Abb. 4.12** Kennlinien der 4-Quadrantendiode

Darüber hinaus wirken sich Störungen des Strahlprofils (z.B. durch kleinste Verunreinigungen der Optiken wie sie im industriellen Einsatz auftreten können) direkt auf die Sensorkennlinie aus. Während die Ausbreitungscharakteristik der Messstrahlen bei simultaner Messung der z-Position berücksichtigt werden kann [136], ist dies für solche Störungen nicht möglich. Die Messunsicherheit der unkalibrierten Positionswerte wird durch die Standardabweichung der

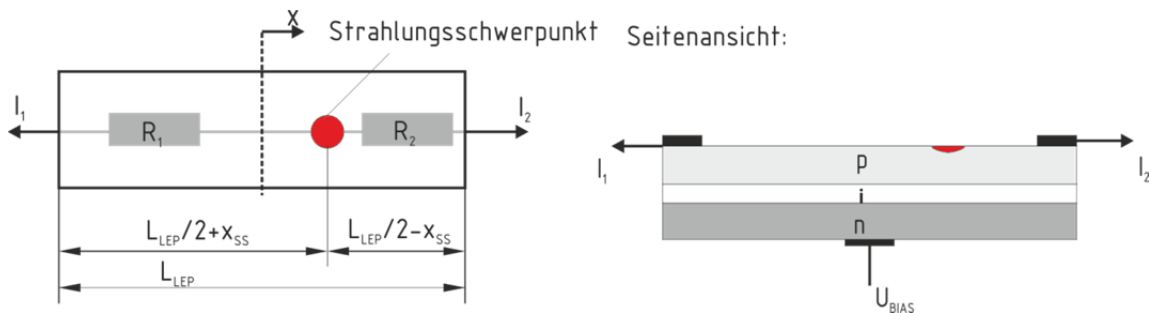
den auszuwertenden Fotoströmen entsprechenden elektrischen Signale bestimmt. Diese hängt vom Sensorrauschen (Rauschstrom der Fotodioden [137]), dem Rauschen der Vorverstärker und dem Unsicherheitsbeitrag der AD-Wandlung ab. Ist die Messunsicherheit  $\delta I$  für alle Ströme  $I_{A...D}$  gleich, so ist die Unsicherheit der gemessenen Position in y-Richtung (x-Richtung analog):

$$u_{yQD}(x, y) = \delta I \cdot R_{Laser} \sqrt{8 \frac{(I_A + I_B)^2 + (I_C + I_D)^2}{(\sum I_{A...D})^4}} \quad (4.9)$$

An der Position  $x = 0, y = 0$  sind alle Fotoströme gleich groß. Somit ist die Messunsicherheit  $u_{yQD}(0,0) = 0,5 \cdot R_{Laser} \cdot \delta I_{rel}$ , mit der relativen Messabweichung der Fotoströme  $\delta I_{rel}$ . Da das Sensorrauschen von der Sensorfläche abhängt, sind die erreichbaren Messauflösungen direkt mit dem Messbereich verknüpft. Für die angestrebte Messaufgabe ist eine Sensorfläche von mindestens  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  erforderlich. Der bei einer Bandbreite von 2 kHz ermittelte Gesamttrauschstrom ( $P_{Laser} = 3,3 \text{ mW}$ ) lag bei 11,6 nA, was in Verbindung mit dem Strahlradius  $R_{Laser} = 3 \text{ mm}$  und dem Fotostrom  $I = 371,3 \mu\text{A}$ <sup>40</sup> zu einer Messabweichung von  $u_{yQD} = 0,05 \mu\text{m}$  führt.

### Lateraleffekt-Fotodioden

Wie zuvor erwähnt, basieren Lateraleffekt Fotodioden (LEP) auf dem von J.T. Wallmark [130] beschriebenen lateralen Fotoeffekt. Demnach ist bei einer Fotodiode mit räumlich strukturierten Elektroden die Verteilung des erzeugten Fotostroms auf diese Elektroden vom Ort des Schwerpunkts der Strahlungsleistung auf der fotoaktiven Fläche abhängig. Es existieren verschiedene Bauformen von LEP wie z.B. Tetralateraleffekt-Fotodioden und Duolateraleffekt-Fotodioden [138] sowie transparente LEP [139].



**Abb. 4.13** Aufbau einer einachsigen LEP

<sup>40</sup> Die spektrale Empfindlichkeit der Silizium-Quadrantenfotodiode bei der Wellenlänge des verwendeten Lasers von 650 nm ist  $S_\lambda = 0,45 \text{ A/W}$  [132].

Die einfachste Ausführungsform ist die einachsige LEP (häufig als 1-D-PSD bezeichnet). Sie entspricht einer PIN-Fotodiode, bei der die Anode in Form von zwei Kontakten an den Seiten der Empfängerfläche ausgeführt ist. Eine vollständige Berechnung der Fotoströme findet sich z.B. in [138]. An dieser Stelle soll ein vereinfachtes Beschreibungsmodell gegeben werden.

Der Fotostrom fließt von der Katode, über welche die Fotodiode vorgespannt ist, zum Ort des Strahlungsschwerpunkts an der Oberfläche und von dort über das Substrat zu den Anoden. Der Fotostrom wird entsprechend der Widerstände der jeweiligen Strecke zu den Elektroden nach der Stromteilerregel aufgeteilt. Dabei ist der Widerstand des vom Fotostrom durchflossenen Substrats vom durchflossenen Querschnitt  $A_{p-LEP}$ , dem spezifischen Widerstand  $\rho_{p-LEP}$  und der Länge  $l$  abhängig:

$$R_i = \frac{\rho_{p-LEP} \cdot l_i}{A_{p-LEP}} = R' \cdot l_i \quad (4.10)$$

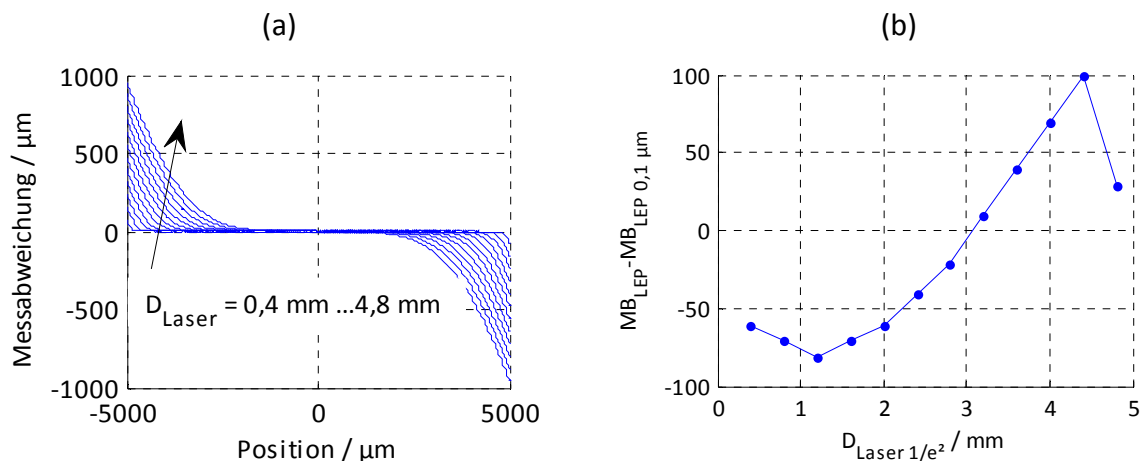
Mit den Längen aus Abb. 4.13 folgt für die Widerstände:

$$I_{LEP_1} = I_{LEP\Sigma} \frac{(0,5L_{LEP} + x_{ss})R'}{L_{LEP} \cdot R'}; \quad I_{LEP_2} = I_{LEP\Sigma} \frac{(0,5L_{LEP} - x_{ss})R'}{L_{LEP} \cdot R'} \quad (4.11)$$

Somit lässt sich die Position des Strahlungsschwerpunkts aus den Einzelströmen und der aktiven Länge der LEP berechnen:

$$x_{ss} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \cdot \frac{L_{LEP}}{2} \quad (4.12)$$

Da der Messwert der Lage des Gesamtstrahlungsschwerpunkts auf der Sensorfläche entspricht, muss der zu detektierende Laserstrahl während der Messung stets vollständig erfasst werden, um die in Abb. 4.14(a) dargestellten Messabweichungen zu vermeiden.



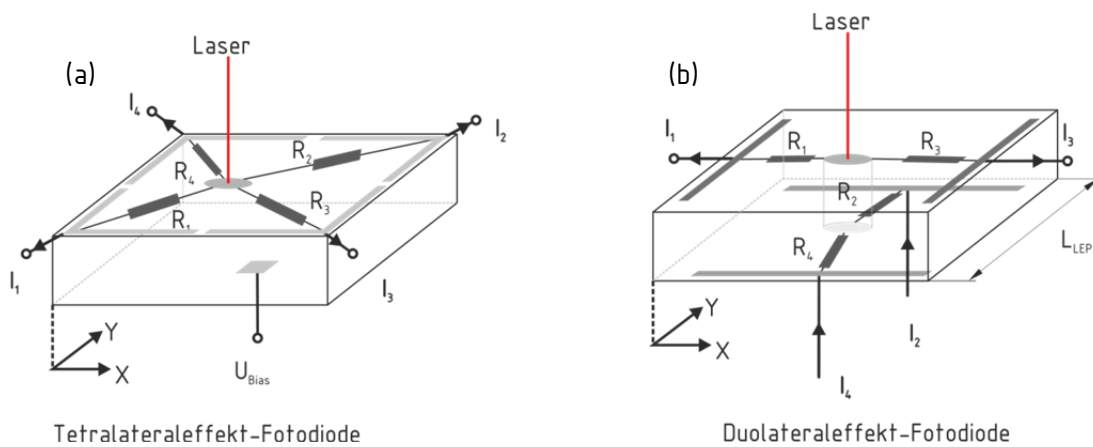
**Abb. 4.14** (a) Messabweichung in Abhängigkeit von Position und Strahldurchmesser, (b) Abweichung zwischen abgeschätztem und erreichbarem Messbereich

Der Messbereich beträgt somit  $MB_{LEP} = \pm (L_{LEP}/2 - R_{Laser})$ , wobei für den Strahlradius nicht der zur Beschreibung von Laserstrahlen übliche Radius, bei dem die Intensität auf das  $1/e^2$ -fache der maximalen Intensität abgefallen ist, eingesetzt werden kann. Stattdessen ist die Forderung vielmehr, dass die Intensität bei dem zu verwendenden Radius soweit abgefallen ist, dass der Beitrag der außerhalb des Radius liegenden Anteile des Laserstrahls zur Schwerpunktbestimmung unterhalb der angestrebten Messabweichungen bei der Strahllagedetektion liegen muss. Eine Abschätzung für den Messbereich ist:

$$MB_{LEP} = \pm \left( \frac{L_{LEP}}{2} - D_{Laser} \right) \quad (4.13)$$

In Abb. 4.14(b) ist die Abweichung des so abgeschätzten Messbereichs von dem, bei dem die Messabweichungen durch die Strahlgeometrie unter  $0,1 \mu m$  liegen, dargestellt. Es wurde dabei eine Empfängerfläche von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  angenommen.

Zur simultanen Erfassung von zwei Freiheitsgraden nach dem beschriebenen Prinzip existieren zwei verschiedene Ansätze: die Duolateraleffekt- (D-LEP) und Tetralateraleffekt – Fotodiode (T-LEP) (Abb. 4.15.).



**Abb. 4.15** Schematische Aufbau zweiachsiger Lateraleffekt-Fotodioden

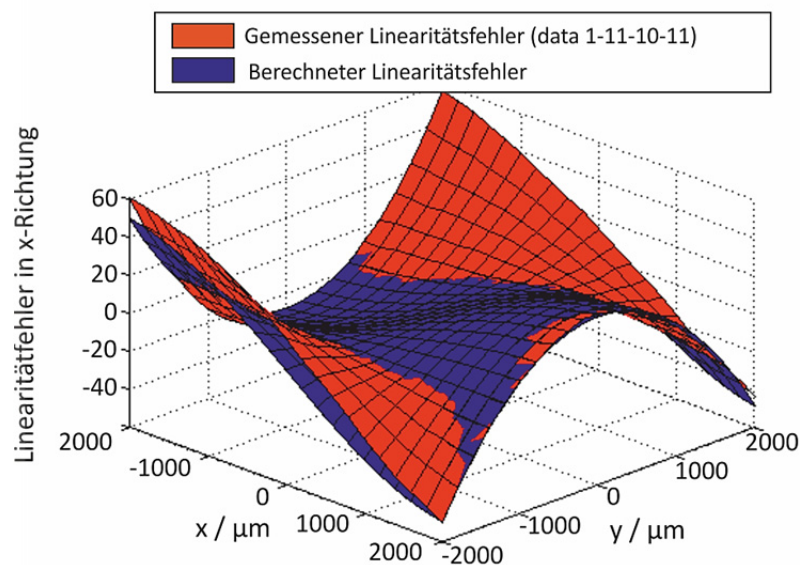
Tetralateraleffekt-Fotodioden entsprechen in ihrem Aufbau den zuvor beschriebenen einachsigen Lateraleffektdioden, wobei die Anode jedoch in vier einzelne Elektroden untergliedert ist. Bei Anordnung der Elektroden gemäß Abb. 4.15 (a) errechnen sich die Positionswerte aus den Teilströmen folgendermaßen:

$$x_{T-LEP} = \frac{(I_1 + I_4) - (I_2 + I_3)}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \cdot \frac{L_{LEP}}{2} + \frac{L_{LEP}}{2} \quad (4.14)$$

$$y_{T-LEP} = \frac{(I_1 + I_3) - (I_2 + I_4)}{I_1 + I_2 + I_3 + I_4} \cdot \frac{L_{LEP}}{2} + \frac{L_{LEP}}{2} \quad (4.15)$$

Der additive Term ist der Positionierung des Sensorkoordinatensystems geschuldet. Unter Verwendung des zuvor vorgestellten Modells kann auch für diesen Aufbau die Sensorkennlinie berechnet werden. In Abb. 4.16 ist sowohl die berechnete Sensorkennlinie als auch die gemessene Kennlinie einer Tetralateraleffekt-Fotodiode<sup>41</sup> (Hamamatsu S5991-01 [140]<sup>42</sup>) dargestellt. Die gemessenen Linearitätsabweichungen entsprechen, in Anbetracht des auf  $\pm 2$  mm eingeschränkten Messbereichs, den vom Hersteller angegebenen. Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass das stark vereinfachte Modell zu Bestimmung der Sensorkennlinie gut qualitativ mit den gemessenen Werten übereinstimmt (die berechneten Werte wurden skaliert). Die Sensorauflösung wird durch das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR) bestimmt. Unter der Annahme, dass der Rauschstrom für alle vier Teilströme gleich groß ist, kann gezeigt werden, dass im Nullpunkt ( $I_1=I_2=I_3=I_4$ ) die Unsicherheit der Positionsmessung  $u_{T-LEP}$  einer Achse beschrieben wird durch:

$$u_{T-LEP} = \frac{L_{LEP}}{4 SNR} \quad (4.16)$$



**Abb. 4.16** Linearitätsabweichung Tetralateraleffekt-Fotodiode [48]

Die gemessene Sensorauflösung betrug  $0,4 \mu\text{m}$ , wobei Wiederholbarkeiten von  $\pm 1,1 \mu\text{m}$  erreicht wurden. Die Nichtlinearität, welche einer Querempfindlichkeit zwischen den beiden Messachsen entspricht, macht eine umfangreiche Kalibrierung der Sensoren in Form eines Kennlinienfittings (Funktionale Beschreibung der Sensorkennlinie anhand einer Reihe von Stützstellen) oder der Verwendung von Look-Up-Matrizen (während der Messung wird zwi-

<sup>41</sup> Die Messungen wurden mit einem Laserstrahl mit  $D_{\text{Laser}} = 2 \text{ mm}$  und einer Leistung  $P_{\text{Laser}} = 1,5 \text{ mW}$  durchgeführt.

<sup>42</sup> Bei den untersuchten Sensoren handelt es sich um Pin-Cushion- Tetralateraleffekt-Fotodioden, bei denen die Form der Elektroden zur Verringerung von Linearitätsabweichungen optimiert wurden.

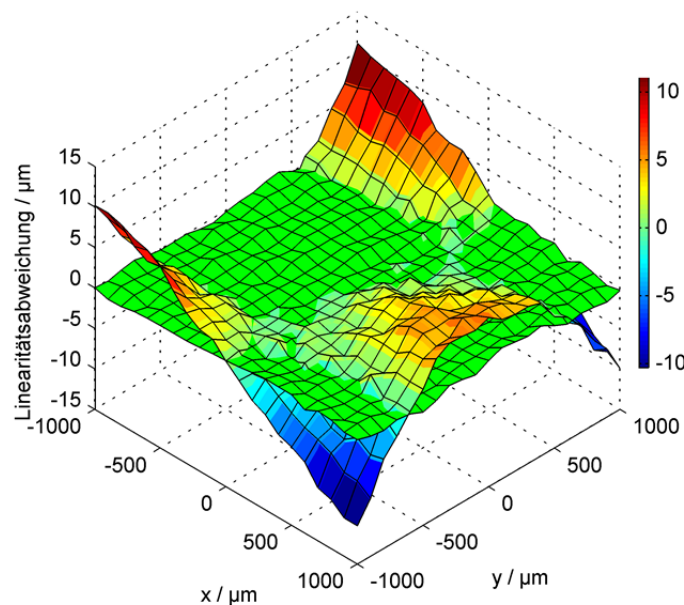


schen den Werten einer gespeicherten Kennlinie aus einer Rastermessung interpoliert) erforderlich.

Eine deutlich bessere Linearität der Sensorkennlinie wird bei Duolateraleffekt-Fotodioden (Abb. 4.15(b)) erreicht. Hier sind sowohl Anode als auch Kathode der Fotodiode strukturiert. Während, entsprechend der Abbildung, die Verteilung der durch die Kathoden in die Fotodiode fließenden Ströme ein Maß für die Position des Strahlungsschwerpunkts in y-Richtung ist, gibt die Verteilung der über die Anode abfließenden Ströme Aufschluss über die Lage des Strahlungsschwerpunkts in x-Richtung. Im Gegensatz zur Tetralateraleffekt-Fotodiode besteht keine Querempfindlichkeit der Messachsen. Die Kennlinie der Duolateral-Fotodiode entspricht zwei gekreuzten einachsigen Lateraleffekt-Fotodioden:

$$x_{D-LEP} = \frac{I_1 - I_3}{I_1 + I_3} \cdot \frac{L_{LEP}}{2}; \quad y_{D-LEP} = \frac{I_2 - I_4}{I_2 + I_4} \cdot \frac{L_{LEP}}{2} \quad (4.17)$$

Aus den in Abb. 4.17 dargestellten Linearitätsabweichungen der Kennlinien von beiden Bauformen (T-LEP – Farbskala, D-LEP – grün)<sup>43</sup> werden die beschriebenen bauartspezifischen Unterschiede deutlich.



**Abb. 4.17** Linearitätsabweichung von Duolateraleffekt- und Tetralateraleffekt-Fotodioden

Da die spektrale Empfindlichkeit in Abhängigkeit vom verwendeten Halbleitermaterial für beide Typen von LEP gleich ist, ist auch der Gesamtphotostrom bei gleicher Empfängerfläche und Strahlungsleistung gleich. Im Gegensatz zur T-LEP wird dieser jedoch bei der Duolateraleffekt-Fotodiode in zwei statt vier Teilströme aufgespalten, weshalb bei gleichem Rausch-

<sup>43</sup>  $D_{\text{Laser}} = 2 \text{ mm}$ ,  $P_{\text{Laser}} = 1,5 \text{ mW}$ , Tetralateraleffekt-Fotodiode: Hamamatsu S5991-01 [140], Duolateraleffekt-Fotodiode: Silicon Sensor DL100-7 CERpin [156]



strom ein zweifach günstigeres Signal-Rausch-Verhältnis vorliegt, womit wiederum eine  $\sqrt{2}$  höhere Auflösung erreicht wird<sup>44</sup>. Die Auflösung ist, wie zuvor beschrieben, sowohl von den verwendeten Positionssensoren als auch von der Laserleistung und den Eigenschaften der verwendeten Verstärkerschaltung abhängig. Die gemessene Linearitätsabweichung ist in Abb. 4.18 dargestellt. Die mit dem Positionssensor erreichte Messauflösung beträgt  $\leq 0,1 \mu\text{m}$ <sup>45</sup>.

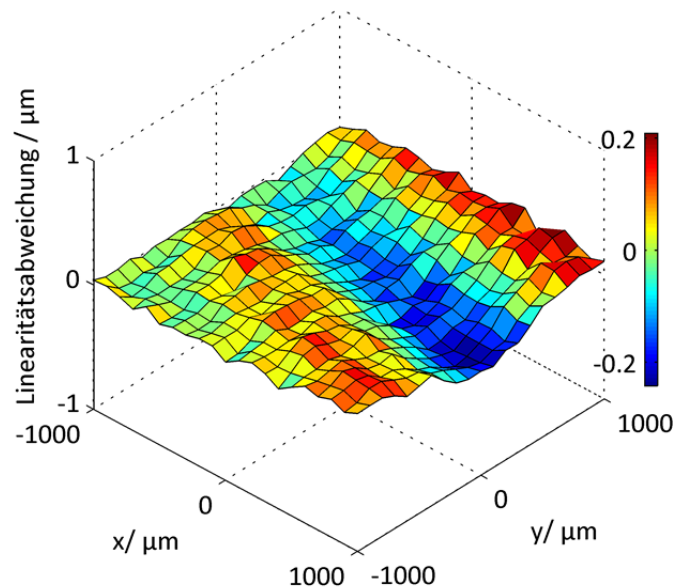


Abb. 4.18 Linearitätsabweichungen der D-LEP

### 4.3 Fehlereinflüsse bei der optoelektronischen Geradheitsmessung

Wie zuvor erläutert, ist das Grundprinzip der vorgestellten optoelektronischen Messverfahren die Verwendung eines Laserstrahls als Referenz für die Geradheitsmessung, welche dann auf die Messung der Relativlage von Messsystem und Strahlachse anhand des Strahlungsschwerpunkts zurückgeführt wird. Messabweichungen lassen sich folglich in zwei Gruppen unterteilen: Messabweichungen durch Abweichungen der Referenz von einer idealen Geraden und Messabweichungen bei der Bestimmung der Strahlposition.

Erstgenannte Abweichungen resultieren dabei aus der Ausbreitung der verwendeten Laserstrahlen im orts- und zeitabhängigen Luftbrechzahlfeld. Die zweite Gruppe umfasst Messabweichungen durch optische und elektrische Einflussfaktoren wie Fremdlicht, Störreflexe oder die elektrischen Eigenschaften des Sensors.

<sup>44</sup> Bei gleicher Gesamtdetektorfläche ist bei Lateraleffektphotodioden, bedingt durch die geringeren Widerstände zwischen den Elektroden, mit deutlich größeren Rauschströmen als bei Quadrantenphotodioden zu rechnen [157].

<sup>45</sup> Bei Messung mit Sitek 2L10 [133] betrug die Standardabweichung des Positionssignals im Testaufbau  $\pm 0,03 \mu\text{m}$  bei einer Messfrequenz von 1 Hz ( $\pm 0,1 \mu\text{m}$  bei 10 Hz).

#### 4.3.1 Brechzahlchwankungen der Luft

Wie bereits im Abschnitt 3.2.3 diskutiert, ist die Brechzahl der Luft entsprechend der sie bestimmenden Zustandsgrößen Druck, Temperatur, Feuchte und Gaszusammensetzung orts- und zeitabhängig. Während für die Interferometrie die optische Weglänge des Laserstrahls von Bedeutung ist, wird die Messunsicherheit bei der optoelektronischen Geradheitsmessung durch die Richtungsänderungen bei Ausbreitung des Laserstrahls durch Bereiche unterschiedlicher Brechzahl bestimmt. Eine ausführliche Beschreibung der Einflüsse der Atmosphäre auf Geradheitsmessenordnungen mit Strahllagedetektoren findet sich in [108]. Die Schwankungen der gemessenen Position des Laserstrahls auf dem Empfänger resultieren aus allen Richtungsänderungen des Laserstrahls an Turbulenzelementen entlang der Messstrecke und sind mit dem Ergebnis eines random-walk Prozesses vergleichbar. Die so verursachten statistischen Positionsschwankungen des Laserstrahls am Ort des Empfängers sind normalverteilt und können durch Mittelwertbildung eliminiert werden. Statische Luftschichtungen verursachen hingegen konstante Messabweichungen. Die Abhängigkeit der Standardabweichung des Positionssignals von der Messstrecke ist nichtlinear und wird in der Literatur mit der Formel

$$s_{xy} = S_0 \cdot x^{1,5} \quad (4.18)$$

[141] abgeschätzt, wobei für einen weiten Einsatzbereich klimatisierter und nicht-klimatisierter Werkhallen und Labore  $S_0 = 0,4 \mu\text{m}/\text{m}^{1,5}$  [141], [109] gilt. Problematisch ist dabei der weite Frequenzbereich der optischen Turbulenz von  $10^{-4}\text{Hz}$  bis  $1\text{kHz}$ , der mitunter unzulässig hohe Integrationszeiten erforderlich macht. Die Lösungsansätze in der Literatur entsprechen denen zur Verringerung der Messunsicherheit bei interferometrischen Messungen (siehe Abschnitt 3.2.3). Dies gilt beispielsweise für die Verbesserung der Messdynamik durch bewusste Verwirbelung der Luft durch die auch thermisch bedingte statische Brechzahlgradienten entlang der Messstrecke vermieden werden können. Weiterhin ist auch hier der Einsatz von Schutzrohren möglich [142]. Diese sind entweder evakuiert, wodurch der Brechzahleinfluss gänzlich eliminiert wird, oder sie weisen eine hohe Wärmeleitfähigkeit auf. Im zweiten Fall werden Temperaturgradienten entlang und quer zum Messstrahl verringert, wodurch Ausgleichsvorgänge und damit verbundene optische Turbulenzen vermieden werden [143]. Für die Messung an Werkzeugmaschinen sind derartige Lösungen sowohl mit starren als auch mit flexiblen (Faltenbälge [142]) Schutzrohren ungeeignet, da sie besonders mit Blick auf große Führungslängen umfangreiche mechanische Aufbauten mit sich bringen.

Die Folgen sind, dass einerseits eine Beeinflussung des Messobjektes nicht ausgeschlossen werden kann, und zweitens der messtechnische Aufwand und somit die Messzeit unverhältnismäßig steigt.

In Analogie zu dem in Abschnitt 3.2.3 diskutierten Mehrwellenlängenverfahren existieren auch Ansätze zur Korrektur von Strahlrichtung und -lage auf Grundlage der Dispersion in Luft [144], [145]. Wie bei der interferometrischen Mehrwellenlängenmessung findet eine Verstärkung der Messabweichungen der Einzelmessungen mit dem Dispersionsfaktor statt<sup>46</sup>. Für Messungen mit geringen Messunsicherheiten sind Lichtquellen mit verschiedenen Wellenlängen (die weit auseinander liegen), hochauflösende Positionssensoren (mit angepasster spektraler Empfindlichkeit) und Präzisionsoptiken erforderlich. Die bei der Abnahme von Koordinatenmessgeräten und Präzisionswerkzeugmaschinen geforderten Messunsicherheiten stellen im Zusammenhang mit dem resultierenden apparativen Aufwand eine Herausforderung dar.

Für die Messung des Rollwinkels, welche auf der Differenz zweier Geradheitsmessungen beruht, gelten für die Auswahl des Basisabstands der Messungen die gleichen Überlegungen bezüglich der Korrelation der Einzelsignale und der Empfindlichkeit der Messung wie bei der Winkelmessung mit Mehrstrahlinterferometern (siehe 3.3.2).

#### 4.3.2 Fremdlichteinflüsse

Bei der Geradheits- und Rollwinkelmessung wird davon ausgegangen, dass der Messwert der positionsempfindlichen Detektoren dem Durchstoßpunkt der Strahlachse des als Referenz verwendeten Laserstrahls durch die Empfängerfläche entspricht. Da die Positionssignale der untersuchten Sensoren die Position des Gesamtintensitätsschwerpunkts auf dem Empfänger widerspiegeln, führen durch zusätzlich auftreffende Strahlung verursachte Verschiebungen des Strahlungsschwerpunkts zu Messabweichungen bei der Geradheits- und Rollwinkelmessung. Sämtliche Strahlungsanteile, unabhängig von der Lichtquelle, die derartige Messabweichungen verursachen können, werden im Folgenden als Fremdlicht bezeichnet.

Ein unter industriellen Messbedingungen unvermeidlicher Fremdlichteinfluss ist das Umgebungslicht, das entweder als Sonnenlicht oder (niederfrequentes) Kunstlicht vorliegt. Wird der Positionssensor gleichmäßig durch Umgebungslicht beleuchtet, so ist eine Verlagerung

---

<sup>46</sup> Bei Messung mit den Wellenlängen  $\lambda_1 = 860 \text{ nm}$  und  $\lambda_2 = 430 \text{ nm}$  gehen die Messabweichungen der Einzelmessungen durch die Korrektur mit dem Faktor 45 in das Messergebnis ein [158].

des Strahlungsschwerpunkts zum geometrischen Schwerpunkt der Detektorfläche die Folge. Darüber hinaus ist bei bewegtem Messreflektor von veränderlichen Beleuchtungsverhältnissen auszugehen. Die Größe der Schwerpunktverlagerung ist dabei von der spektralen Verteilung des Fremdlichts in Zusammenhang mit der spektralen Empfindlichkeit  $S_\lambda$  des Positionssensors sowie der Strahlungsleistung des Fremdlichts  $P_F$  im Verhältnis zur verwendeten Laserleistung  $P_L$  abhängig. Die gemessene Position  $r_{xy}$  ist dann:

$$r_{xy} = \frac{r_F P_F \cdot S_{\lambda F} + r_L P_L \cdot S_{\lambda L}}{P_F \cdot S_{\lambda F} + P_L \cdot S_{\lambda L}} \quad (4.19)$$

Dabei sind  $S_{\lambda F}$  und  $S_{\lambda L}$  die jeweiligen spektralen Empfindlichkeiten gegenüber dem Fremd- und dem Laserlicht. Die Position des Strahlungsschwerpunkts des Fremdlichtes ist  $r_F$  und der zu messende Schwerpunkt des Laserspots liegt bei  $r_L$ , woraus eine Messabweichung von

$$\delta r_{xy} = r_{xy} - r_L = \frac{P_F S_{\lambda F}}{P_F S_{\lambda F} + P_L S_{\lambda L}} \cdot (r_F - r_L) \quad (4.20)$$

folgt. Zur Unterdrückung der Umgebungslichteinflüsse bieten sich verschiedene Möglichkeiten: die Modulation der Laserlichtquelle oder die Verwendung von schmalbandigen optischen Filtern.

### *Modulation der Laserlichtquelle*

Die als Referenz verwendeten Laserstrahlen werden in ihrer Intensität moduliert, wodurch eine Trennung vom Umgebungslicht auf Grundlage der Signalfrequenz möglich ist. Zur Erzeugung der modulierten Messlaser bietet sich die Verwendung von Laserdioden an, wobei ein möglichst großer Frequenzabstand zwischen Laserquelle und zu erwartenden Fremdlichtquellen zu wählen ist. Eine Möglichkeit ist die Modulation des Lasers als Rechtecksignal. Ist der Laser dabei ausgeschaltet, entspricht die gemessene Position dem Strahlungsschwerpunkt des Umgebungslichts, bei eingeschaltetem Laser wird der Gesamtstrahlungsschwerpunkt (Gleichung (4.19)) gemessen. Unter Annahme einer gegenüber der auftreffenden Strahlungsleistung linearen Kennlinie entspricht die Differenz beider Signale dem gesuchten Messwert. Neben diesem Verfahren besteht die Möglichkeit, die Lichtquelle sinusförmig zu modulieren und die Messposition aus dem Wechselanteil des Signals zu rekonstruieren. Beide in [146] und [147] ausführlich erläuterten Verfahren sind ebenfalls geeignet, um die Position mehrerer, unterschiedlich modulierter Laserstrahlen mit einem einzelnen positionsempfindlichen Detektor auszuwerten [148].

### *Verwendung von schmalbandigen optischen Filtern*

Da als Lichtquelle bei der optoelektronischen Geradheits- und Rollwinkelmessung typischerweise Diodenlaser zum Einsatz kommen, bietet sich die Möglichkeit der Trennung von Nutz- und Umgebungslicht anhand der Wellenlänge. Schmalbandige optische Filter (Interferenzfilter) weisen lediglich für einen geringen Wellenlängenbereich einen hohen Transmissionsgrad auf. Die im Messsystem eingesetzten Filter verfügen über eine Halbwertsbreite des Transmissionsbereichs von 10 nm. Der Transmissionsgrad bei der Zentralwellenlänge  $\lambda_{\text{center}} = 636 \text{ nm}$  beträgt nach Herstellerangaben  $\tau_{\text{center}} \geq 85 \%$  [149]. Die für die Positionsmessung wirksamen Transmissionsgrade für Laser- und Umgebungslicht wurden aus den Fotostromen der verwendeten Duolateraleffekt-Fotodiode bestimmt. Der gemessene Transmissionsgrad für den verwendeten Laser mit  $\lambda_{\text{Laser}} = 635 \text{ nm}$  beträgt 92,1 %, während der Transmissionsgrad für Umgebungslicht bei lediglich 0,78 % liegt. Die zu erwartende relative Messabweichung einer Punkt-zu-Punkt-Messung, bei annähernd gleichbleibendem Umgebungslicht, ist gemäß Formel (4.20) gleich dem Verhältnis von durch Fremdlicht generiertem Fotostrom zum Gesamtphotostrom. Ein typischer Wert für die relative Messabweichung durch Umgebungslicht für das Messsystem wurde in einem Labor mit Arbeitsplatzbeleuchtung (Leuchtstoffröhren) und einer Laserleistung von 1,3 mW ermittelt. Sie beträgt  $3,5 \cdot 10^{-3}$ , was selbst bei Geradheitsabweichungen der zu messenden Führung von  $\pm 100 \mu\text{m}$  nur einer Messabweichung von  $0,35 \mu\text{m}$  entspricht. Eine weitere Verbesserung ist durch den Einsatz schmalbandigerer Filter<sup>47</sup> sowie einfacher Streulichtblenden erreichbar.

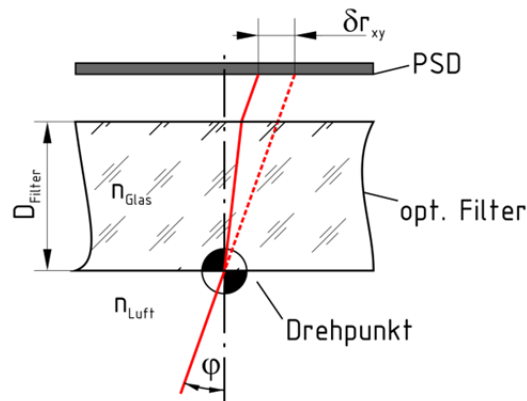
Bei Ausführung des Messsystems mit aktivem Messreflektor kann sich der Einfallswinkel des Messstrahls auf den Positionssensor ändern. Vor dem Sensor angeordnete optische Bauelemente können in diesem Fall zu Messabweichungen der Positionsmessung führen. Entsprechen der in Abb. 4.19 dargestellten Anordnung ist die daraus resultierende Messabweichung  $\delta r_{xy}$ :

$$\delta r_{xy} = D_{\text{Filter}} \left( \tan \left( \sin^{-1} \left( \frac{n_{\text{Glas}}}{n_{\text{Luft}}} \sin \varphi \right) \right) - \tan \varphi \right) \approx \frac{D_{\text{Filter}} \hat{\varphi}}{3} \quad (4.21)$$

(vergl. [150 S. 73]). Für eine typische Dicke des Interferenzfilters von 6 mm beträgt die Messabweichung bezogen auf den Kippwinkel demnach 9,7 nm/arcsec. Bei dem maximal zulässigen Kippwinkel des Messsystems von  $60''$  beträgt die Messabweichung bereits  $0,58 \mu\text{m}$ ,

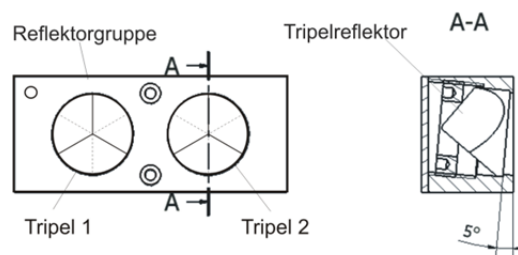
<sup>47</sup> Auf Laserlinien abgestimmte Filter erreichen Bandbreiten  $< 5 \text{ nm}$ , machen allerdings eine sorgfältige Abstimmung von Lichtquelle und Filter erforderlich, da die Serienstreuung der Zentralwellenlänge von Laserdioden einige Nanometer betragen kann.

kann jedoch bei der simultanen Erfassung aller Freiheitsgrade als systematische Messabweichung anhand der Messwerte für Nick- und Gierwinkel korrigiert werden<sup>48</sup>.



**Abb. 4.19** Messabweichung durch Strahlversatz am Interferenzfilter

Neben Fremdlicht aus Lichtquellen in der Umgebung der Messanordnung können auch Anteile der Messlaser, die beispielsweise an Grenzflächen der verwendeten Optiken reflektiert werden, Messabweichungen verursachen. Derartige Störreflexe sind nicht anhand der Wellenlänge oder Modulationsfrequenz vom eigentlichen Messsignal zu trennen. Die Entstehung von Störreflexen kann durch die Verwendung von entspiegelten Optiken vermieden werden. Weiterhin ist es, bei bekanntem Ursprung der Reflexionen möglich, die Optiken so anzuordnen (Grenzflächen neigen), dass die Störreflexe nicht auf den Empfänger gelangen. In Abbildung Abb. 4.20 ist eine passive Reflektorgruppe dargestellt, bei der die verwendeten Tripelprismen geneigt eingesetzt sind, um Rückreflexe der Messstrahlen von der Strahleintrittsfläche auf den Positionssensor zu vermeiden.

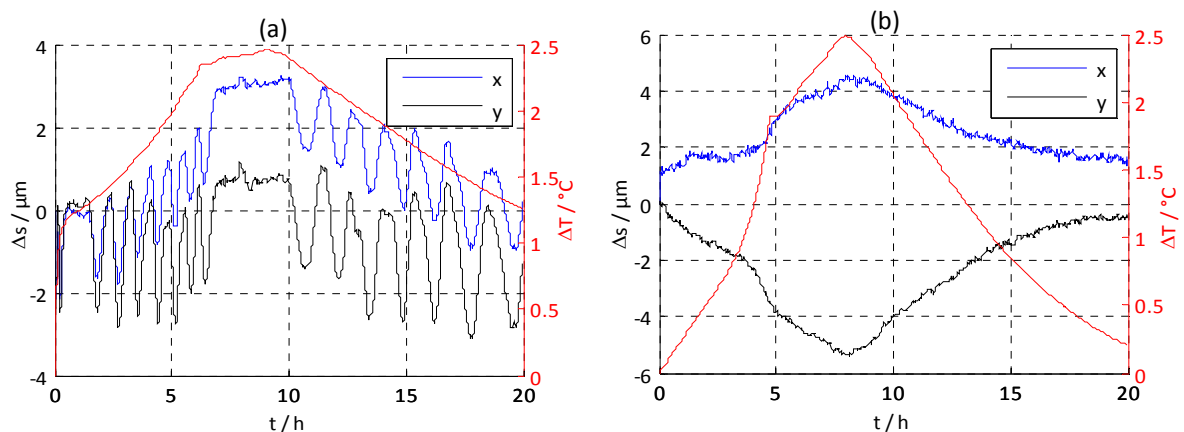


**Abb. 4.20** Reflektorgruppe mit geneigten Tripelprismen

Treffen zum Messstrahl parallele Reflexionen auf die Detektoroberfläche, so kann es zu Interferenzerscheinungen kommen. Begrenzt wird dieser Effekt durch die bei den verwendeten Diodenlasern auf wenige Millimeter beschränkte Kohärenzlänge. Interferenzen auf der Empfängerfläche können je nach Lage der Interferenzstreifen zu Schwerpunktverlagerungen führen. Änderungen des Gangunterschieds der interferierenden Strahlen und die damit ver-

<sup>48</sup> Der absolute Kippwinkel wird dazu aufgrund der guten Linearität der Fehlerkennlinie für kleine Winkel nicht benötigt. Eine Korrektur ist bei Einsatz von Optiken mit größeren Dicken wie Teilerwürfeln zwingend erforderlich.

bundene Verlagerung des Interferenzstreifenbildes führen zu periodischen Schwankungen des Positionssignals, deren Amplitude vom Interferenzkontrast und dem Streifenabstand abhängt. In Abb. 4.21 sind beispielhaft dafür Messungen mit verschiedenen Interferenzfiltern dargestellt. Während der Messungen wurden bei ruhendem Messreflektor die laterale Position in x- und y-Richtung und die Temperatur aufgezeichnet. Im rechten Bild sind deutlich die dem Temperaturgang des Messaufbaus überlagerten Signalschwankungen mit einer Amplitude von  $\leq 3,6 \mu\text{m}$  zu erkennen. Die Frequenz der Signalschwankungen, welche der Ordnungsfrequenz der Störinterferenz entsprechen, ist mit der Änderung der Temperatur korreliert. Da die beschriebenen Schwankungen unabhängig von der Position in z-Richtung auftraten, wurden parallele Grenzflächen an optischen Bauelementen als Quelle der Störinterferenzen angenommen. Durch den Austausch der Interferenzfilter wurden die Interferenzen beseitigt.<sup>49</sup>



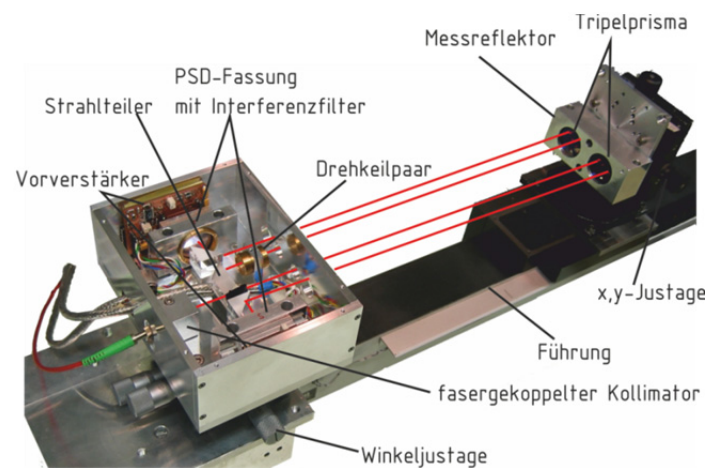
**Abb. 4.21** (a) Temperaturgang der lateralen Position mit überlagerten Positionsschwankungen durch Störinterferenzen (Filter(a)); (b) Temperaturgang der lateralen Position ohne Störinterferenzen (Filter(b))

#### 4.4 Zusammenfassung

Bei Verwendung von Duolateraleffekt-Fotodioden als positionsempfindliche Detektoren wurden Linearitätsabweichungen von  $\leq 0,3 \mu\text{m}$  für den gesamten verwendeten Messbereich von  $\pm 1 \text{ mm}$  festgestellt. Die gemessene Sensorauflösung ist kleiner als  $0,1 \mu\text{m}$ . Die Abweichungen bei der optoelektronischen Geradheits- und Rollwinkelmessung werden in erster Linie durch die optische Turbulenz, das heißt durch Strahllageschwankungen infolge der Ausbreitung der Messstrahlen durch ein inhomogenes instationäres Brechzahlfeld bestimmt. Vergleichsmessungen mit dem in Abschnitt 3.5 vorgestellten Geradheitsinterferometer über

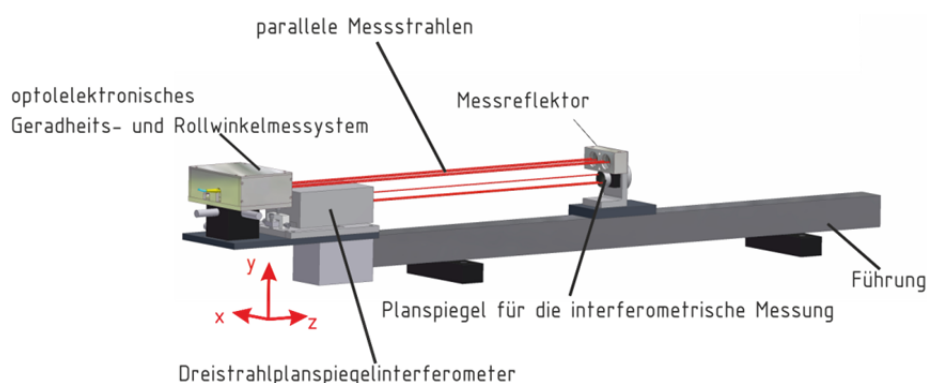
<sup>49</sup> Filter (a): Thorlabs GmbH FB660-10, Filter (b): Artifex Engineering GmbH GNIF-025-630

eine Messstrecke von 3 m ergaben nur geringfügig stärkere Schwankungen der Messwerte<sup>50</sup>. Obwohl die Messauflösung deutlich geringer als die der interferometrischen Messung ist, können somit unter industriellen Messbedingungen vergleichbare Ergebnisse erzielt werden, wobei die simultane Erfassung beider lateraler Positionen ein klarer Vorteil ist. Die einfache Strahlführung ermöglicht dabei die Integration mehrerer Messkanäle zur optoelektronischen Geradheitsmessung in ein kompaktes Messsystem, wodurch zusätzlich die Möglichkeit zur Messung des Rollwinkels gegeben ist. Ausgehend von den angestellten Untersuchungen wurde ein Geradheits- und Rollwinkelmesssystem aufgebaut (Abb. 4.22). Der Abstand der Tripelprismen im Messreflektor beträgt  $d_{CC} = 34 \text{ mm}$ , woraus gemäß Gleichung (4.6) mit einer Positionsauflösung von  $0,1 \text{ }\mu\text{m}$  eine Auflösung der Winkelmessung von  $0,6''$  folgt.



**Abb. 4.22** Geradheits- und Rollwinkelmesssystem

Das Messsystem kann, wie in Abb. 4.23 dargestellt, in Kombination mit einem Dreistrahlinterferometer zur Erfassung aller Abweichungen einer linear geführten Bewegung eingesetzt werden.



**Abb. 4.23** Messaufbau zur Erfassung aller Freiheitsgrade einer Linearführung

<sup>50</sup> Die Messung erfolgte in einem Labor in ruhender Luft (keine zusätzliche Belüftung). Die Messdaten wurden jeweils über 1 s gemittelt ( $f_{\text{mess}} = 1 \text{ Hz}$ ), es wurden 100 Werte aufgenommen. Als Maß für die Schwankungen wurde die Standardabweichung der Messsignale verwendet. Diese betrug für das optoelektronische Geradheits- und Rollwinkelmesssystem mit aktivem Sensorkopf  $s_{x\text{-PSD-1}} = 0,27 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $s_{y\text{-PSD-1}} = 0,38 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $s_{x\text{-PSD-2}} = 0,39 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $s_{y\text{-PSD-2}} = 0,31 \text{ }\mu\text{m}$  und für das Geradheitsinterferometer  $s_x = 0,19 \text{ }\mu\text{m}$  und  $s_y = 0,26 \text{ }\mu\text{m}$ .

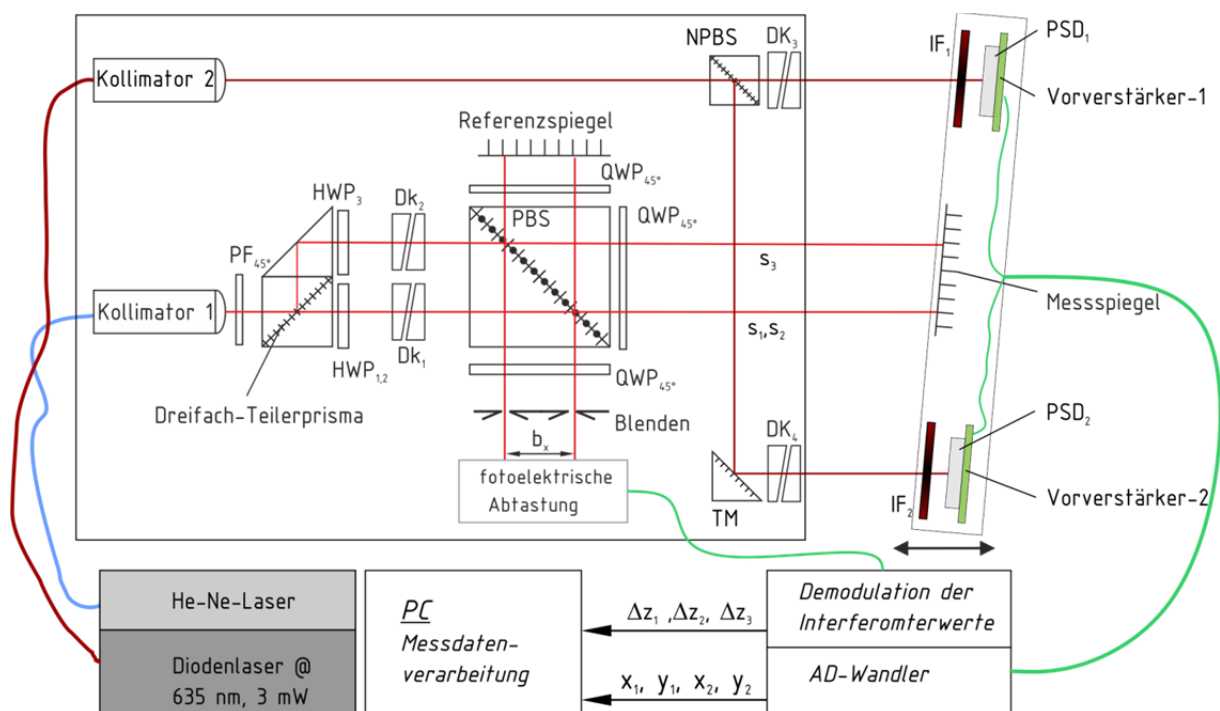


## 5 Kombiniertes Sechssachs-Messsystem

Entsprechend der Zielstellung der Arbeit wurde ausgehend von den vorangestellten Untersuchungen ein Messsystem zur Erfassung aller sechs Freiheitsgrade einer linear geführten Bewegung aufgebaut. Im Folgenden werden der Aufbau des Messsystems sowie die im Gesamtkonzept vorgesehenen Messanordnungen vorgestellt. Abschließend wird auf die Messdatenverarbeitung zur Korrektur systematischer Messabweichungen eingegangen.

### 5.1 Aufbau und Parameter des Systems

Grundlage des Systems bildet ein für einen Messbereich von bis zu 10 m modifiziertes Dreistrahl-Planspiegelinterferometer. Der Aufbau des Gesamtsystems ist in Abb. 5.1 dargestellt<sup>51</sup>.



**Abb. 5.1** Grundanordnung des Sechssachs-Längen- und Winkel-Messsystems

(PF – Polfilter, HWP –  $\lambda/2$ -Platte, QWP –  $\lambda/4$ -Platte, DK – Drehkeilpaar, PBS – polarisierender Strahlteiler, NPBS – polarisationsneutraler Strahlteiler, TM – Umlenkspiegel, IF – Interferenzfilter)

Der Strahlengang des Dreistrahl-Planspiegelinterferometers entspricht dabei weitgehend dem in Abschnitt 3.3 beschriebenen, wobei zur Anpassung an den Messbereich in z-Richtung ein Kollimator mit einer Brennweite von 20 mm eingesetzt ist. Zur Messung von Rollwinkel und Geradheit kommt ein aktiver Messreflektor zum Einsatz, welcher zusätzlich zu einem

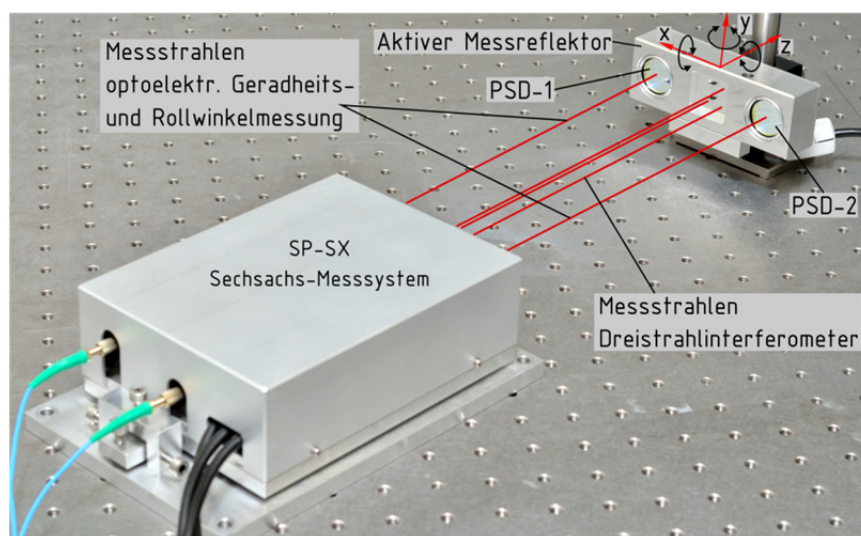
<sup>51</sup> In der Abbildung liegen die Messstrahlen  $s_1$  und  $s_2$  des Interferometers übereinander.

Planspiegel für die interferometrische Messung zwei positionsempfindliche Detektoren (Duolateraleffekt-Fotodioden) enthält. Zur Unterdrückung von Fremdlichteinflüssen sind vor den Empfängern schmalbandige Interferenzfilter angeordnet. Als Lichtquelle dient eine leistungsstabilisierte, fasergekoppelte Laserdiode. Am Ausgang der Monomodefaser wird das Laserlicht wiederum durch einen Kollimator mit der Brennweite  $f = 20 \text{ mm}$  aufgeweitet. Zur Erzeugung zweier Messstrahlen für die Geradheits- und Rollwinkelmessung wird der Laserstrahl nach dem Kollimator an einem polarisationsneutralen Strahlteiler (NPBS) in zwei Teilstrahlen gleicher Intensität aufgespalten. Der dabei um  $90^\circ$  reflektierte Anteil wird an einem Umlenkspiegel (TM) parallel zum Ausgangsstrahl reflektiert. Schließlich durchlaufen beide Teilstrahlen jeweils ein Drehkeilpaar, mit dem sie zu den Messstrahlen des Dreistrahlinterferometers ausgerichtet werden können.

### *Grundsystem mit aktivem Messreflektor*

In Abb. 5.2 ist das aufgebaute Messsystem dargestellt. Die Positionsmessdaten der PSDs werden in der gezeigten Anordnung mittels Kabel an die AD-Wandler übertragen und dann im PC mit den Messdatendaten aus der Interferometerauswerteeinheit zusammengeführt.

Die Auflösung der Interferometer beträgt  $80 \text{ pm}$ , was mit dem Basisabstand  $b_{x,y} = 12 \text{ mm}$  eine rechnerische Winkelauflösung von  $0,0014''$  ( $6,7 \text{ nrad}$ ) ergibt. Die Messauflösung der für die Geradheitsmessung eingesetzten PSDs ist  $< 0,1 \text{ }\mu\text{m}$ . Der Basisabstand der Messstrahlen für die Geradheitsmessung von  $80 \text{ mm}$  ermöglicht nach Gleichung 4.1 eine Winkelauflösung von  $0,4''$  bei der Bestimmung des Rollwinkels.

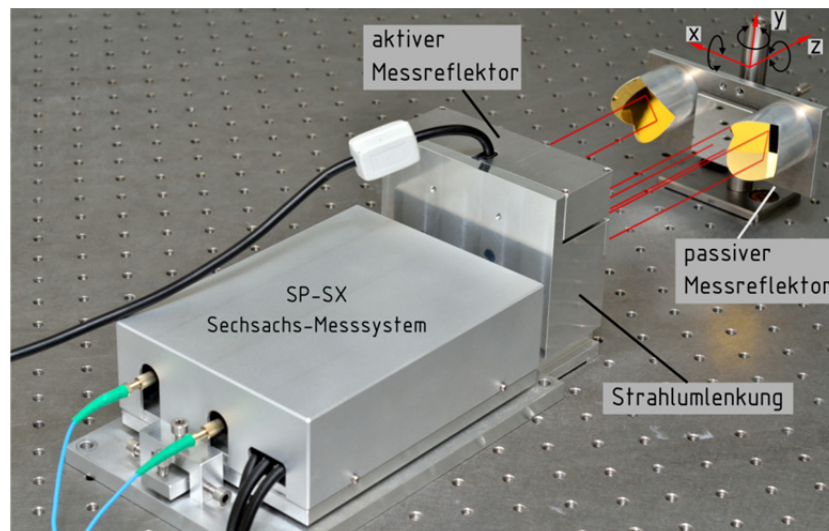


**Abb. 5.2** Sechsachs-Längen-und Winkelmesssystem

Da in dieser Anordnung die Lage der positionsempfindlichen Detektoren während der Messung verändert wird, ist eine Korrektur der Messdaten mit Hilfe des gemessenen Rollwinkels gemäß 4.3 und 4.4 erforderlich. Die Parallelität der fünf Messstrahlen ist besser als  $3''$ , wobei der Strahl  $s_2$  des Interferometers als Bezug dient. Diese Parallelitätsabweichung spiegelt sich direkt in der Messung der Richtungsabweichung von Mess- und Verfahrachse wieder, wobei die erreichte Unsicherheit den Anforderungen für die Korrektur des geometrischen Cos-Fehlers der interferometrischen Positionsmessung (Gleichung (3.49)) genügt. Bei der Bestimmung der Winkelbewegungen des Messreflektors verursacht die Parallelitätsabweichung, wie in den vorangegangenen Kapiteln beschrieben, eine systematische, von der Verschiebung in z-Richtung abhängige Messabweichung von  $\delta\theta_z \leq 38''/\text{m}$  für den Rollwinkel und eine relative Messabweichung von  $1,2 \cdot 10^{-3}/\text{m}$  für Nick- und Gierwinkel. Mittels Trendkorrektur kann dieser z-abhängige Term entfernt und die zulässigen Fehlergrenzen von  $0,1''$  eingehalten werden.

#### *System mit passivem Messreflektor*

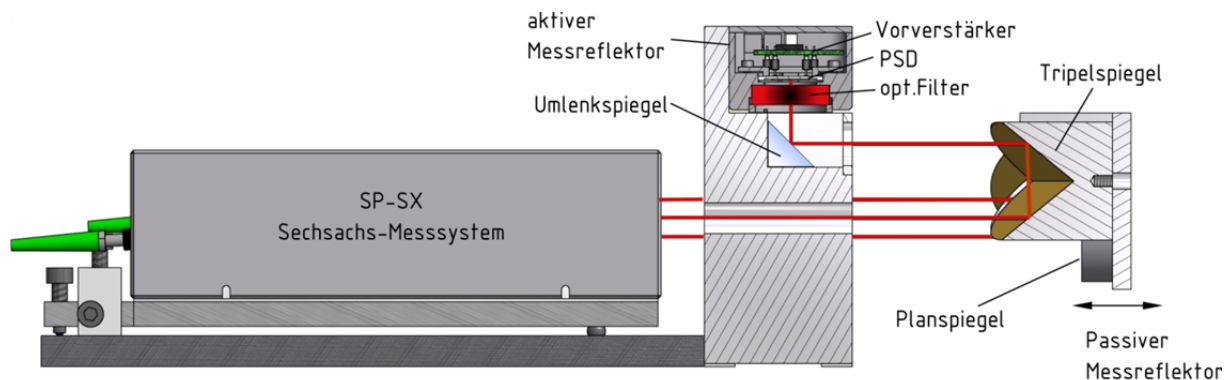
Die zweite umgesetzte Messanordnung basiert auf den Grundelementen der ersten, verfügt jedoch über einen passiven Messreflektor (Abb. 5.3). Obwohl hier zusätzliche systematische Messabweichungen durch die Geometrie der verwendeten Retroreflektoren auftreten, bestehen die Vorteile der Anordnung in einer zweifach höheren Auflösung für Geradheit und Rollwinkel sowie der Freiheit von Kraftwirkungen auf das Messobjekt durch Kabelzuführungen. Weiterhin ist die Lage der Positionssensoren während der Messung konstant und eine Korrektur der Messwerte nicht erforderlich. Als Folge des im Vergleich zur Grundanordnung doppelten Strahlweges der Messstrahlen für die Geradheitsmessung ergibt sich, unter Berücksichtigung der verdoppelten Empfindlichkeit, eine um  $\sqrt{2}$  größere Unsicherheit durch optische Turbulenz (siehe Gleichung 4.17).



**Abb. 5.3** Messanordnung mit passivem Messreflektor

Somit eignet sich diese Anordnung besonders für Messaufgaben mit gesteigerten Anforderungen an die Messauflösung in Umgebungen mit geringer optischer Turbulenz.

In Abb. 5.4 ist der Strahlengang des Systems mit passivem Messreflektor dargestellt. Der aktive Messreflektor wird dabei an der vor dem Messsystem aufgestellten Umlenkeinheit befestigt. Die retroreflektierten Messstrahlen werden über Umlenkspiegel auf die Positionssensoren abgelenkt.

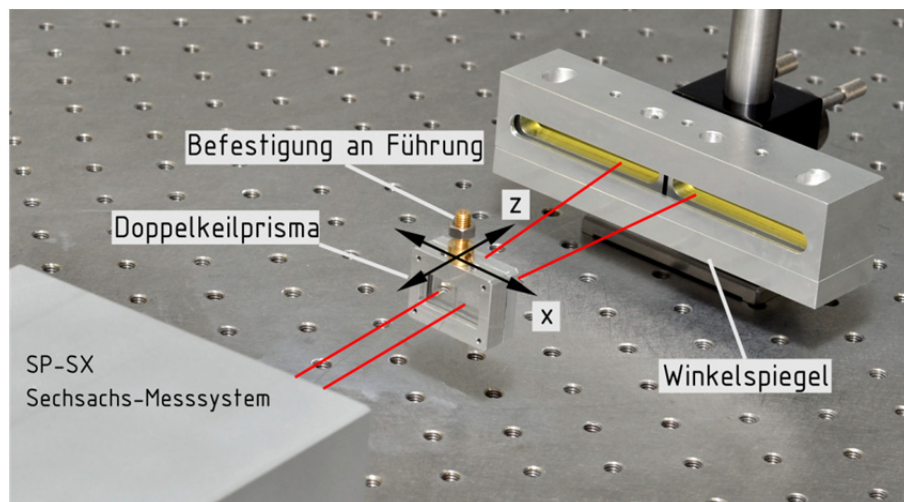


**Abb. 5.4** Strahlengang bei Verwendung eines passiven Messreflektors

### *Interferometrische Geradheits- und Rollwinkelmessung*

Ausgehend von den angestellten Untersuchungen zur interferometrischen Erfassung von Geradheit (Abschnitt 3.5) und Rollwinkel (Abschnitt 3.6) wurden entsprechende Funktionsgruppen zur Kombination mit dem im Sechsachs-Messsystem enthaltenen Dreistrahl-Planspiegelinterferometer entwickelt. Diese ermöglichen für Messaufgaben mit höchsten Genauigkeitsanforderungen in einem Messbereich  $z \leq 3 \text{ m}$  die sequenzielle Erfassung aller

Freiheitsgrade. In Abb. 5.5 ist die Anordnung zur interferometrischen Geradheitsmessung, mit Doppelkeilprisma und Winkelspiegel dargestellt. Der vom Ablenkwinkel des Doppelkeilprismas abhängige Kalibrierfaktor beträgt  $K_g = 0,035$  (Gleichung 3.75), woraus mit dem verwendeten Interferometer eine Messauflösung der lateralen Positionsänderungen von 2,3 nm folgt. Die Messung des Rollwinkels erfolgt, wie in Abb. 3.58 dargestellt, mit einem einzelnen Keilprisma und einem Planspiegel. Aus dem gemessenen Kalibrierfaktor von 1,108 nm / arcsec für das verwendete Keilprisma mit einem Keilwinkel von  $2^\circ$  folgt eine theoretische Messauflösung von 0,09“.

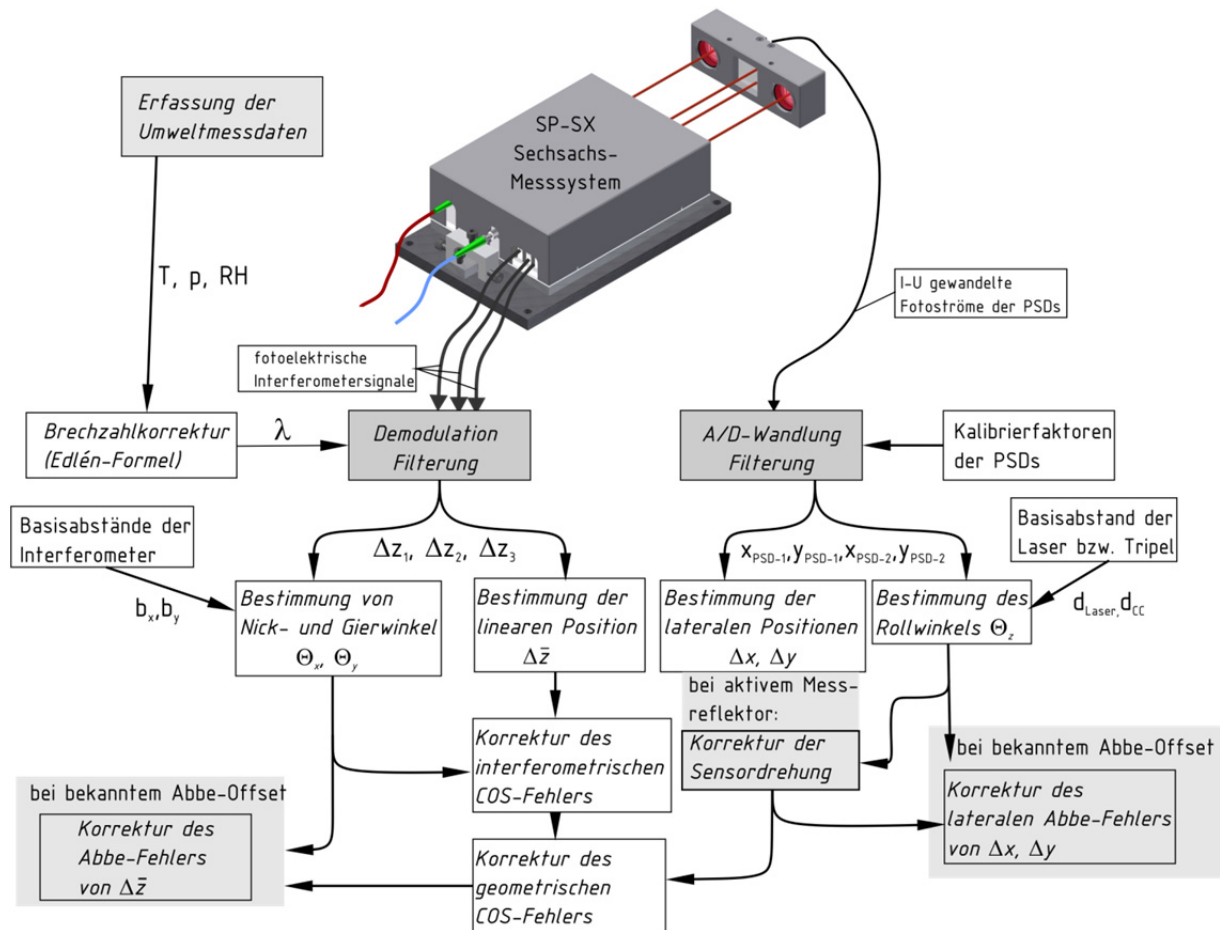


**Abb. 5.5** Anordnung zur interferometrischen Messung der Geradheit

## 5.2 Messdatenverarbeitung

Ein Überblick über das Schema der Messdatenverarbeitung bei Messungen mit dem Sechssachs-Messsystem ist in Abb. 5.6 gegeben. Ausgangspunkt sind die fotoelektrischen Interferometersignale und die in Spannungen gewandelten Fotoströme der PSDs. Nach der anschließenden Demodulation der Interferometerwerte und A/D-Wandlung der Positionssignale stehen durch Bewertung mit den Kalibrierwerten der PSDs bzw. der aus Umweltmesswerten bestimmten Luftbrechzahl Längenmesswerte für die laterale und die lineare Position zur Verfügung. Durch angepasste Filterung (gleitende Mittelwertfilter) werden Störfrequenzen und zufällige Signalschwankungen durch Brechzahlsschwankungen der Luft verringert. Im Anschluss werden basierend auf aus Kalibriermessungen bekannten Basis- und Strahlabständen die Winkelwerte für Nick-, Gier- und Rollwinkel ermittelt. Bei Verwendung eines aktiven Messreflektors erfolgt zusätzlich eine Korrektur der Drehung der Positionssensoren um die z-

Achse. Weiterhin wird mit Hilfe der Messwerte für Nick- und Gierwinkel der interferometrische Cos-Fehler und mit den lateralen Positionsmesswerten der geometrische Cos-Fehler der interferometrischen Positionsmessung korrigiert. Die so erhaltenen Messwerte für Positionen und Winkel beschreiben die Relativbewegung von Messreflektor und Systembasis vollständig und bilden die Grundlage zur Beschreibung der Abweichungen der linear geführten Bewegung.



**Abb. 5.6** Schema der Messdatenverarbeitung



## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Wesentliche Elemente der modernen mechanischen Fertigung sind der Einsatz von Präzisionswerkzeugmaschinen zur Fertigung und die Kontrolle der Ergebnisse mit hochgenauen Koordinatenmessgeräten. Um die Funktion dieser Geräte zu gewährleisten, ist eine Bestimmung der Positionier- und Messunsicherheit während der Herstellung, nach dem Aufbau und in gewissen Intervallen während des Betriebs anhand von Annahme-, Bestätigungs- und Zwischenprüfungen erforderlich. Diese Prüfungen sind nach gegenwärtigem Stand der Technik mit großem technischem und zeitlichem Aufwand verbunden. Durch die simultane Erfassung mehrerer oder idealerweise aller sechs Komponenten einer linear geführten Bewegung lässt sich die Messzeit verringern und, wichtiger noch, eine Verringerung der Messunsicherheit erzielen. Die erhöhte Präzision resultiert aus der Korrektur systematischer Messabweichungen, die durch die gleichzeitige Messung aller translatorischen und rotatorischen Komponenten und die eindeutige Zuordnung der jeweiligen Messwerte zueinander möglich ist. So wird beispielsweise die normgerechte Prüfung großer Führungslängen überhaupt erst ermöglicht.

Ziel dieser Arbeit waren Untersuchungen zu Messsystemen zur simultanen Erfassung aller sechs Freiheitsgrade einer linear geführten Bewegung in fluchtender Messanordnung für Führungslängen bis zu 15 m. Die angestrebte Messunsicherheit für die translatorischen Komponenten war  $0,1\ \mu\text{m}$ , die der rotatorischen  $0,1''$ . Weiterhin sollte auf Grundlage eines Dreistrahl-Planspiegelinterferometers, in Kombination mit positionsempfindlichen Detektoren, ein Sechssachs-Messsystem entwickelt werden.

Ausgangspunkt der Untersuchungen war eine Analyse des Stands der Technik. Dieser beinhaltet zahlreiche Entwicklungen für die Messung einzelner Abweichungs-Komponenten, die unterschiedlich geeignet für den Einsatz in einem Mehrkomponentenmesssystem sind. Obwohl ebenfalls eine Vielzahl von Veröffentlichungen zu Sechssachs-Messsystemen existiert, sind nur wenige bis zur industriellen Einsatztauglichkeit entwickelt worden. Die am Markt erhältlichen Systeme erfüllen jedoch die genannten Anforderungen nicht, wobei besonders die Messung des Rollwinkels unzureichend gelöst ist.

Die theoretischen und experimentellen Untersuchungen zur interferometrischen Messung mehrerer Bewegungskomponenten sind ein Hauptgegenstand der vorliegenden Arbeit. Im

ersten Teil dieses Abschnitts werden die Anforderungen für die angestrebten Messbereiche analysiert und entsprechende Maßnahmen sowie bei der interferometrischen Positionsmessung auftretende Messabweichungen erörtert. Danach wird in gleicher Weise die interferometrische Winkelmessung behandelt. Ausgehend von den Einzeluntersuchungen folgt eine Diskussion der Möglichkeiten zur Umsetzung eines Mehrstrahlinterferometers zur Winkel- und Positionsmessung über große Messbereiche. Im Anschluss werden Optiken zur interferometrischen Geradheitsmessung in Kombination mit dem Mehrstrahl-Planspiegelinterferometer und ein einfacher, neuartiger Aufbau zur interferometrischen Rollwinkelmessung vorgestellt.

Der zweite Kernpunkt der Arbeit sind Untersuchungen zum Einsatz optoelektronischer Positionssensoren in einem Mehrkomponentenmesssystem. Die positionsempfindlichen Detektoren sollen dabei zur Geradheits- und Rollwinkelmessung eingesetzt werden. Entsprechende Konzepte für jeweils ein Messsystem mit aktivem (Sensoren im Messreflektor) und passivem Messreflektor werden aufgezeigt. Verschiedene Bauformen von Detektoren werden anhand von Messungen bezüglich ihrer Eigenschaften bewertet und die Fehlereinflüsse bei der optoelektronischen Geradheits- und Rollwinkelmessung diskutiert. Die angestellten Untersuchungen bilden die Grundlage für ein zur Messung von Geradheit und Rollwinkel entwickeltes Messsystem.

Im letzten Teil der Arbeit wird als Umsetzung der gewonnenen Erkenntnisse ein Sechssachs-Messsystem präsentiert. Dieses ermöglicht die simultane Messung aller Freiheitsgrade einer linear geführten Bewegung mit aktivem oder passivem Messreflektor. Zudem ist mit Hilfe von Zusatzoptiken die sequentielle Erfassung aller sechs Bewegungskomponenten möglich. Zur Korrektur der in den ersten Teilen der Arbeit beschriebenen, systematischen Messabweichungen ist ein Schema zur Messdatenverarbeitung gegeben.

Tabelle 6.1 enthält die erreichten Systemparameter. Da die Messunsicherheit für die einzelnen Komponenten, wie in der vorliegenden Arbeit dargelegt, von einer Vielzahl von Faktoren abhängt, beschränken sich die Angaben in der Tabelle auf die Messauflösung.

In Bezug auf die Messung von Position sowie Nick- und Gierwinkel wurden die gesetzten Zielstellungen erreicht. Die Auflösung der PSD-basierten Messung der Geradheit erfüllt nur in der Messanordnung mit passivem Messreflektor die Anforderungen, während die Messauflösung des Rollwinkels mit 0,2" bzw. 0,4" zu niedrig ist. Für die angestrebten Mess-



aufgaben kann, mit Blick auf den Stand der Technik, durch das Sechsachs-Messsystem mit den erreichten Parametern jedoch eine neue Qualität erreicht werden.

**Tabelle 6.1** Erreichte Systemparameter

<i>Messgröße</i>	<i>Messverfahren</i>	<i>Auflösung</i>	<i>Messbereich</i>
<b><i>SP-SX Sechsachs-Messsystem</i></b>			
<i>Aktiver Messreflektor</i>			
Lineare Position $\Delta z$	Interferometer	0,08 nm	15 m
Laterale Position (Geradheit) x, y	PSD	0,1 $\mu\text{m}$	$\pm 1 \text{ mm}$
Nick- und Gierwinkel $\theta_x, \theta_y$	Interferometer	0,0014"	$\pm 2'$ und $\leq 6,9' \cdot \text{m/z}$
Rollwinkel	PSD	0,4"	$\pm 2^\circ$
<i>Passiver Messreflektor</i>			
Lineare Position $\Delta z$	Interferometer	0,08 nm	15 m
Laterale Position (Geradheit) x, y	PSD	0,05 $\mu\text{m}$	$\pm 0,5 \text{ mm}$
Nick- und Gierwinkel $\theta_x, \theta_y$	Interferometer	0,0014"	$\pm 2'$ und $\leq 6,9' \cdot \text{m/z}$
Rollwinkel	PSD	0,2"	$\pm 1^\circ$
<b><i>Sequentielle interferometrische Messung</i></b>			
Lineare Position $\Delta z$	Interferometer	0,08 nm	15 m
Laterale Position (Geradheit) x, y	Interferometer mit Doppelkeilprisma und Winkelspiegel	0,002 $\mu\text{m}$	$\pm 2,5 \text{ mm}$ (für $z \leq 3 \text{ m}$ )
Nick- und Gierwinkel $\theta_x, \theta_y$	Interferometer	0,0014"	$\pm 2'$ und $\leq 6,9' \cdot \text{m/z}$
Rollwinkel	Interferometer mit Keilprisma und Planspiegel	0,09"	$\pm 1^\circ$ (für $z \leq 3 \text{ m}$ )

Entscheidender Einflussparameter, besonders bei Messungen über größere Distanzen, sind Brechzahlswankungen der Luft. Die Beeinflussung der Messung ebenso wie verschiedene Möglichkeiten zu ihrer Verringerung werden in der vorliegenden Arbeit ausführlich behandelt. Die vorgeschlagenen Maßnahmen bestehen zunächst in einer angepassten Auswahl der Messzeiten und Filter. Da die Brechzahlswankungen jedoch weiterhin die erreichbaren Messunsicherheiten bestimmen, stellen technische Maßnahmen, wie z.B. die Anwendung

bestehender Konzepte zur Mehrwellenlängenmessung auf das entwickelte Messsystem, einen Ansatzpunkt für weitere Entwicklungen dar.

Weitere Entwicklungsmöglichkeiten bestehen auch in Bezug auf den aktiven Messreflektor. Die in der ersten Version verwendete kabelgebundene, analoge Datenübertragung sollte zunächst durch eine kabelgebundene, digitale Datenübertragung und schließlich durch eine Funkübertragung ersetzt werden.

In Anbetracht stetig steigender Anforderungen an die Präzision von Fertigungsprozessen, auch für Bauteile mit großen Abmessungen, ist die Weiterentwicklung von Sechssachs-Messsystemen zur Erfüllung der gestellten Messaufgaben von tragender Bedeutung. Über die Abnahme und Kalibrierung von Präzisionswerkzeugmaschinen und Koordinatenmessgeräten hinaus bieten sich zudem Einsatzmöglichkeiten als integriertes Messsystem zur Korrektur von dynamischen Geometrieabweichungen in ebensolchen Geräten.

## Literaturverzeichnis

- [1]. **Lau, K. C.** *Six dimensional laser tracking system and method.*  
Patent *WO 03/019231 A1* 2003.
- [2]. **Kniel, K. und Schwenke, H.** Genauigkeitssteigerung und Kalibrierung von Koordinatenmessgeräten mit dem LaserTRACER. *PTB-Mitteilungen.* 2007, Bd. 117, Heft 4.
- [3]. **Büchner, H. J. und Jäger, G.** A novel plane mirror interferometer without using corner cube reflectors. *Meas. Sci. Technol.* 2006, 17, S. 746-752.
- [4]. **Pöschel, W., Dontsov, D. und Manske, E.** Der Geometrie aus der Spur - hochgenaue Längen- und Winkelmessungen mit Dreistrahl-Interferometern. *Laser + Photonik.* 2006, 2.
- [5]. **Weckenmann, A. und Gawande, B.** *Koordinatenmeßtechnik: Flexible Meßstrategien für Maß, Form und Lage.* München : Hanser, 1999.
- [6]. **ISO 230-1.** *Prüfregeln für Werkzeugmaschinen, Teil 1: Geometrische Genauigkeit von Maschinen, die ohne Last oder unter Schlichtbedingungen arbeiten.* Juli 1999. Norm.
- [7]. **ISO 10360-1.** Geometrische Produktspezifikation (GPS) Annahmeprüfung und Bestätigungsprüfung für Koordinatenmessgeräte (KMG) Teil 1: Begriffe. Juli 2003. Norm.
- [8]. **VDI/VDE 2617.** Genauigkeit von Koordinatenmessgeräten Blatt 1 - 10. August 2005. Norm.
- [9]. **DIN 66217.** Koordinatenachsen und Bewegungsrichtungen für numerisch gesteuerte Arbeitsmaschinen. Dezember 1975. Norm.
- [10]. **ISO 841.** Industrial automation and integration - Numerical control of machines - Coordinate system and motion nomenclature. August 2001. Norm.
- [11]. **ISO 10360-2.** Geometrische Produktspezifikation (GPS) - Annahmeprüfung und Bestätigungsprüfung für Koordinatenmessgeräte - Teil 2: KMG angewendet für Längenmessungen. Juni 2010. Norm.

- [12]. **Schwenke, H., et al.** Koordinatenmesstechnik als Schlüsseltechnologie der mechanischen Produktion- Herausforderungen für die PTB. *PTB-Mitteilungen*. 117, 2007, 4, S. 349-362.
- [13]. **Michelson, A. A.** The Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Ether. *American Journal of Science*. 1881, 22, S. 120-129.
- [14]. **Javan, A., Bennett, W. R. und Herriott, D. R.** Population Inversion and Continuous Optical Maser Oscillation in a Gas Discharge Containing a He-Ne Mixture. *Physical Review Letters*. 3, 1961, 6, S. 106-110.
- [15]. **Dukes, J. N. und Gordon, G. B.** A two hundred-foot yardstick with graduations every microinch. *Hewlett-Packard J.* 1970, Bd. 21, 2, S. 2-8.
- [16]. **SIOS Meßtechnik GmbH.** Stabilisierter He-Ne-Laser. *Serie SL 02*. 2007. Firmenschrift.
- [17]. **Renishaw plc.** L-9904-2391-03-B. *RLE system performance*. 2010. Firmenschrift.
- [18]. **Bureau International des Poids et Mesures.** The International System of Units (SI). 2006. 8.
- [19]. **Automated Precision Inc.** XD LASER Measurement Solution. 2006. Firmenschrift.
- [20]. **Excel Precision.** 1100B Laser Calibration System. 2003. Firmenschrift.
- [21]. **Agilent Technologies.** Agilent 5529A Dynamic Calibrator. 2006. Firmenschrift.
- [22]. **Renishaw plc.** XL-80 laser system - Portable laser measurement. 2007. Firmenschrift.
- [23]. **LIMTEK Laser Division.** LS 100 Measurement of Positioning Accuracy in 1 Axis. 2011. Firmenschrift.
- [24]. **Manske, E.** Lichtwellenleitergekoppelte Miniaturinterferometer für die Präzisionsmesstechnik. 2005. Technische Universität Ilmenau, Habilitation.
- [25]. **SIOS Messtechnik GmbH.** Miniaturinterferometer mit Planspiegelreflektor - Serie SP. 2003. Firmenschrift.
- [26]. **Zygo Corporation.** ZMI Compact 3 Axis HSPMI. 2009. Firmenschrift.

- [27]. **LimtekLaser - laser & measurement technique division, SAR s.r.o.** Laser Measurement System Main Features. [Online] 2012. <http://limteklaser.com/english/produkty.html>.
- [28]. **SIOS Meßtechnik GmbH.** Miniaturinterferometer mit Retroreflektor. 2008. Firmenschrift.
- [29]. **Agilent Technologies, Inc.** Agilent Laser and Optics. 5 *User's Manual, Volume II*. 2007.
- [30]. **Status Pro Maschinenmesstechnik GmbH.** µLine - Präzise Vermessung und Kompensation von Maschinen. 2009. Firmenschrift.
- [31]. **He, J.** Development of a six degree of freedom laser measurement system for machine geometric measurement. *PhD Dissertation*. 1998. University of Michigan.
- [32]. **Zill, H.** *Messen und Lehren im Maschinenbau und in der Feingerätetechnik*. Berlin : VEB Verlag Technik, 1974.
- [33]. **Trioptics GmbH.** TriAngle - Electronic Autocollimators for Precise Angle Measurement. *TriAngle HiSpeed - High Speed Angle Measurement*. S. 8. Firmenschrift.
- [34]. **Möller-Wedel Optical.** Elektronische Autokollimatoren - Messen mit Präzision. 2007. - Firmenschrift.
- [35]. **Geckeler, R. D., et al.** Sub-nm-Topographiemessung mit hochgenauen Autokollimatoren. *Technisches Messen*. 69, 2002, 12, S. 535-541.
- [36]. **Hofbauer, E.** *Optisches Verfahren zur zweidimensionalen Messung von Winkeln und Winkeländerungen bei großen Messabständen*. 2008. Technische Universität Ilmenau, Dissertation.
- [37]. **Hofbauer Optik.** Elwimat - Elektronischer WinkelmessautoMAT - Optisches Messen in neuen Dimensionen. 2008. Firmenschrift.
- [38]. **Estler, T.** Uncertainty Analysis for Angle Calibrations Using Circle Closure. *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* 103, 1998, 2, S. 141-151.
- [39]. **Tsai, J. C.** *Rotation and translation measurement*. Patent US 7110121 2006.

- [40]. **Fan, K. C. und Chien, M. J.** A six-degree-of-freedom-measurement system for the motion accuracy of linear stages. *Int. J. Mach. Tools Manufact.* 1998, Bd. 38, 3, S. 155-164.
- [41]. **Müller, H. et. al.** Active sub-Rayleigh alignment of parallel or antiparallel laser beams. *Optics letters.* 2005, Bd. 30, 24, S. 3323-3325.
- [42]. **SIOS Meßtechnik GmbH.** Dreistrahl-Interferometer mit Planspiegelreflektor. 2008. Firmenschrift.
- [43]. **Henzold, G.** *Beuth Kommentare - Form und Lage.* [Hrsg.] DIN Deutsches Institut für Normung e.V. 2. Aufl. BERLIN : Beuth, 1999.
- [44]. **F. W. Breithaupt & Sohn GmbH & Co.KG.** Mikrometer-Fluchtfernrohr Nr. 2024. [www.breithaupt.de](http://www.breithaupt.de). [Online] 2012. Firmenschrift.
- [45]. **Hofbauer Optik.** ELWIMAT Flucht - Optoelektronische Fluchtungs- und Geradheitsmessung nach der Höhenmethode. 2007. Firmenschrift.
- [46]. **Baldwin, R. R., Grote, B. E. und Harland, D. A.** A Laser Interferometer That Measures Straightness of Travel. *Hewlett Packard Journal.* January, 1974.
- [47]. **VDI/VDE - Gesellschaft Mess- und Regelungstechnik.** VDI Berichte 548. *Dokumentation Laserinterferometrie in der Längenmesstechnik.* Düsseldorf : VDI Verlag, 1985.
- [48]. **Rahneberg, I., Büchner, H. J. und Jäger, G.** Optical system for the simultaneous measurement of two-dimensional straightness errors and the roll angle. *Proceedings of the SPIE.* 2009, Bd. 7356, S. 73560S-73560S-9.
- [49]. **Status Pro Maschinenmesstechnik GmbH.** ProLine v2 Ausrichtungssoftware für lineare Führungen. 2010. Firmenschrift.
- [50]. **On-Trak Photonics, Inc.** The OT-7000. Auto-Centering, Wireless, Multi-Target Alignment. [Online] 2012. <http://www.on-trak.com/ot7000.html>.
- [51]. **Leica Geosystems.** Leica Nivel200 - Technische Daten. [Online] 2012. [http://www.leica-geosystems.com/de/Leica-Nivel200\\_33361.htm](http://www.leica-geosystems.com/de/Leica-Nivel200_33361.htm).
- [52]. **Fan, K. C., Wang, T. H. und Lin, S. Y.** Design of a dual-axis optoelectronic level for precision angle measurements. *Measurement Science and Technology.* 2011, Bd. 22, 5.

- [53]. **Applied Geomechanics Inc.** 755-Series High-Gain Miniature Tilt Sensors. 2005.  
Firmenschrift.
- [54]. **Gao, W., Arai, Y. und Shibuya, A.** Measurement of multi-degree-of-freedom error motions of a precision linear air bearing stage. *Precision Engineering*. 2006, 30, S. 96-103.
- [55]. **Angood, S. M. et.al.** *Rotation Detection Kit*. Patent *US 2010/0053615 A1* 4. März 2010.
- [56]. **Lau, K. C. und Liu, Y. Q.** *Five-axis/ six-axis laser measuring system*. Patent *WO 98/07012* 1998.
- [57]. **Vry, U.** *Verfahren und Vorrichtung zur Rollwinkelmessung an beweglichen Maschinenteilen*. Patent *DE 3803853 A1* 9.. Februar 1988.
- [58]. **Treichel, R., Sesselmann, R. und Krieger, J.** Optical sensor for measurement of roll+pitch+yaw angles over large distances with high accuracy. *Proc. SPIE*. 3824, 1999, S. 199-207.
- [59]. **Liu, Z.et.al.** Roll angle interferometer by means of wave plates. *Sensors and Actuators A: Physical*. 2003, Bd. 104, 2, S. 127-131.
- [60]. **Fricke, A. und Schulz, M.** *Verfahren und Vorrichtung zur hochpräzisen Messung des Rollwinkels während einer linearen Bewegung eines Körpers*. Patent *DE 19926546 A1* 11. Juni 1999.
- [61]. **Li, S. et. al.** Compact optical roll angle sensor with large measurement range and high sensitivity. *Optics Letters*. 2004, 30, S. 242-244.
- [62]. **Haferkorn, H.** *Optik - Physikalisch-technische Grundlagen und Anwendungen*. 4., bearb. und erw. Aufl. Weinheim : Wiley-VCH, 2003. S. 87 ff.
- [63]. **Baldwin, R. R.** *Interferometer system for measuring straightness and roll*. Patent *US 3790284* 1974.
- [64]. **Hou, W., Zhao, X. und Zhang, Y.** *Laserinterferometer System for Measuring Roll Angle*. Patent *US 2010/0141957 A1* 10. Juni 2010.

- [65]. **Habermehl, H. E.** *Verfahren zur Eliminierung des Rollwinkels einer Messachse einer Koordinatenmessmaschine sowie Vorrichtung zur Durchführung des Verfahrens.* Patent DE 4421302 C1 06.. 17. 1994.
- [66]. **Status Pro Maschinenmesstechnik GmbH.** *µLevel -Digitale Wasserwaage.* 2012. Firmenschrift.
- [67]. **Automated Precision Incorporated.** *XD-Series Laser Measuring System Users Manual .* 2009. 6.0.
- [68]. **Jäger, et al.** *Vorrichtung zur interferometrischen Kraftmessung.* Patent DE 2919699 C2 24. Januar 1980.
- [69]. **Füßl, R.** *Interferenzoptische Kraftsensoren für den Lastbereich bis 0,1 Newton.* 2007. Technische Universität Ilmenau, Habilitation.
- [70]. **Dontsov, D.** *Homodyninterferometer zur berührungslosen Schwingungsanalyse.* 2002. Technische Universität Ilmenau, Dissertation.
- [71]. **Jäger, G. et.al.** *Nanomeasuring and Nanopositioning Engineering.* *Proceedings of SPIE.* 2006, Bd. 6280, S. S628001-9.
- [72]. **Teichmann, S. und Müller, J.** *Polarisationsstrahlenteiler für ein Zwei-Frequenzen-Differential-Interferometer mit achtfachem Lichtweg dessen Volumen gering ist.* Patent DD 296753 A5 12. Dezember 1991.
- [73]. **Hercher, M.** *Detector Array for use in Interferometric Metrology Systems.* Patent US 5530543 25. Juni 1996.
- [74]. **Chaney, R. J. und Chapman, M. A.** *Laserinterferometer.* Patent DE 19800297 A1 11. Juli 1996.
- [75]. **Büchner, H., Ranft, G. und Löffler, J.** *Vorrichtung zur Regelung der Phasenlage zwischen Interferenzsignalen.* Patent DE 3601901 A1 7. August 1988.
- [76]. **Sargent, M., Lamb, W. E. und Fork, R. L.** *Theory of a Zeeman Laser. II.* *Physical Review.* 1967, Bd. 164, 2, S. 450-465.



- [77]. **Sommargren, G. E.** *Apparatus to transform a single Frequency, linearly polarized LASER beam into a high efficiency beam with two, Orthogonally polarized frequencies.*  
Patent US 4687958 18. August 1987.
- [78]. **Kim, M. S. und Kim, S. W.** Two-longitudinal-mode He–Ne laser for heterodyne interferometers to measure displacement. *Applied Optics*. 2002, Bd. 41, 28, S. 5938-5942.
- [79]. **Sternkopf, C., et al.** Heterodyne interferometer laser source with a pair of two phase locked loop coupled He-Ne lasers by 632.8 nm. *Measurement Science and Technology*. 2012, Bd. 23, 074006.
- [80]. **Rembe, C.** Retardation Effects in Laser-Doppler Measurements. *Proceedings of SPIE - Eighth International Conference on Vibration Measurements by Laser Techniques: Advances and Applications*. 2008, Bd. 7098, S. 709813-1-11.
- [81]. **Sommargren, G. E.** A new laser measurement system for precision Metrology.  
*Precision Engineering*. 1987, 9, S. 179-184.
- [82]. **Bobroff, N.** Recent advances in displacement measuring interferometry.  
*Measurement Science and Technology*. 1993, 4, S. 907-926.
- [83]. **Büchner, H. J. und Jäger, G.** Interferometrische Meßverfahren zur berührungslosen und quasi punktförmigen Antastung von Meßoberflächen. *Technisches Messen*. 1992, Bd. 59, 3, S. 43-47.
- [84]. **Büchner, H.** *Kippinvariantes Interferometer mit ebenen Spiegeln.*  
Patent DE 3226137 A1 7. April 1983.
- [85]. **Kogelnik, H. und Li, T.** Laser Beams and Resonators.  
*Applied Optics*. 1966, Bd. 5, 10, S. 1550-1555.
- [86]. **Eichler, J. und Eichler, H. J.** *Laser - Bauformen, Strahlführung, Anwendungen.*  
6. aktualisierte Auflage. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 2006.
- [87]. **Schmidt, I.** Beiträge zur Verringerung der Positionierunsicherheit in der Nanopositionier- und Nanomessmaschine. 2008. Technische Universität Ilmenau, Dissertation.

- [88]. **Working Group 1 of the Joint Committee for Guides in Metrology (JCGM/WG 1).**  
Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement. *JCGM 100:2008*. 2008.
- [89]. **Tschirnich, J.** Fehlereinflüsse bei interferentiellen Längenmessungen mit Lasern.  
*Feingerätetechnik*. 1976, Bd. 25, 7, S. 304-306.
- [90]. **Bobroff, N.** Residual errors in laser interferometry from air turbulence and nonlinearity.  
*Applied Optics*. 1987, Bd. 26, 18, S. 2676-2682.
- [91]. **Augustyn, W. und Davis, P.** An analysis of polarization mixing errors in distance measuring interferometers. *Journal of Vacuum Science and Technology*. 1990, Bd. 8, 6, S. 2032-2036.
- [92]. **Peck, E. R.** Theory of the Corner-Cube Interferometer.  
*Journal of the Optical Society of America*. 1948, Bd. 38, 12, S. 1015-1024.
- [93]. **Ai, C. und Smith, K. L.** Accurate measurement of the dihedral angle of a corner cube.  
*Applied Optics*. 1992, Bd. 31, 4, S. 519-527.
- [94]. **Hausotte, T., et al.** Measuring value correction and uncertainty analysis for homodyne interferometers. *Measurement Science and Technology*. 2011, Bd. 22.
- [95]. **Stone, J., Phillips, S. D. und Mandolfo, G. A.** Corrections for Wavelength Variations in Precision Interferometric Displacement Measurements. *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology*. 1996, Bd. 101, 5, S. 671-674.
- [96]. **Edlén, B.** The Refractive Index of Air. *Metrologia*. 1966, Bd. 2, 2, S. 71-80.
- [97]. **Birch, K. P. und Downs, M. J.** An Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air. *Metrologia*. 1995, Bd. 30, S. 155-162.
- [98]. **Birch, K. P. und Downs, M. J.** Correction to the Updated Edlén Equation for the Refractive Index of Air. *Metrologia*. 1994, Bd. 31, S. 315-316.
- [99]. **Bönsch, G. und Potulski, E.** Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlén's formulae. *Metrologia*. 1998, Bd. 35, S. 133-139.

- [100]. **Stone, J. A. und Zimmermann, J. H.** Index of Refraction of Air. *Engineering Metrology Toolbox - Refractive Index of Air Calculator*. [Online] NIST, 2011.  
<http://emtoolbox.nist.gov/Wavelength/Documentation.asp>.
- [101]. **Ciddor, P. E.** Refractive index of air: new equations for the visible and near infrared. *Applied Optics*. 1996, Bd. 35, 9, S. 1566-1573.
- [102]. **WetterInformationssystem Ilmenau WISI.** *Messdaten Druck, Temperatur, Feuchte 2009...2011*. bereitgestellt von Matthias Müller (Fachgebiet Thermo- und Magnetofluidodynamik).
- [103]. **Zygo Corporation.** ZMI Compact Wavelength Compensator (CWC). 2009. Firmenschrift.
- [104]. **Korpelainen, V. und Lassila, A.** Online determination of the refractive index of air by ultrasonic speed of sound measurement for interferometric displacement measurements. *ODIMAP IV, 16.-18. June*. 2004. University of Oulu, Finland.
- [105]. **Meiners-Hagen, K., Pollinger, F. und Abou-Zeid, A.** Brechzahlkompensation mittels Mehrwellenlängen-Interferometrie. *PTB-Mitteilungen*. 2010, Bd. 120, 2, S. 110-114.
- [106]. **Pollinger, F., et al.** Spectroscopic determination of the effective humidity for distance measurements in air. *56th International Scientific Colloquium*, TU- Ilmenau. 2011.
- [107]. **Smith, F. G., [Hrsg.]**. The Infrared & Electro-Optical Systems Handbook . Ann Arbor / Bellingham : Infrared Information Analysis Center and SPIE Optical Engineering Press, 1993. Bde. 2 - Atmospheric Propagation of Radiation.
- [108]. **Schüssler, H. H.** Die Eignung von Laser-Strahl und photoelektrischen Detektoren zur Messung der Abweichung von Geradlinigkeit und Ebenheit im Maschinenbau. 1971. RWTH Aachen, Dissertation.
- [109]. **Sparrer, G.** Normal-Laser-Fluchtungsmeßstrecke und-verfahren des ASMW. 33. in. *Wiss. Koll. TH Ilmenau, Vortragsreihe Prozessmess- und Sensortechnik*. 1988.
- [110]. **Miyazaki, C., Sakaizawa, H. und Kurihara, M.** *Laser interferometer type length measuring apparatus and positioning method using the same*. Patent US 5141318 25. August 1992.

- [111]. **Ostaszewski, M., et al.** Risley Prism Beam Pointer. *Proceedings of SPIE - Free Space Laser Communications VI*. 2006, Bd. 6304, S. 630406-1-10.
- [112]. **Wang, Y. C., Manske, E. und Jäger, G.** Untersuchungen zur gleichzeitigen Längen- und Winkelmessung mit einem Planspiegelinterferometer. *Technisches Messen*. Bd. 68, 7-8, S. 319-325.
- [113]. **Büchner, H. J.** Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Bedeutung des Blendenabstandes für die Winkelmessung bei einem Planspiegel-Zweistrahlinferferometer. September 2008. Interner Forschungsbericht, Institut für Prozessmess- und Sensortechnik, TU-Ilmenau.
- [114]. **Trioptics GmbH.** TriAngle Specification. [Online] 2011. Datenblatt.  
[http://www.trioptics.com/triangle/spec\\_triangle.php](http://www.trioptics.com/triangle/spec_triangle.php).
- [115]. **Thorlabs.** BE02M-A - 2X Galilean Beam Expander. 2012. Technische Zeichnung.
- [116]. **Liu, C. H., et al.** Development of a laser-based high-precision six-degrees-of freedom motion errors measuring system for linear stage. *Rev. Sci. Instr.* 2005, Bd. 76, 055110.
- [117]. **Chen, Q., Lin, D. und Wu, J.** Straightness coaxiality measurement system with transverse Zeeman dual-frequency laser. *Meas. Sci. Technol.* 2005, 16, S. 2030-2037.
- [118]. **Wu, C. M.** *Interferometer system for displacement and straightness measurements.* Patent US 6519042 2003.
- [119]. **Cai, L. und Zhang, J.** *Laser interferometer system for straightness measurements.* Patent US 5757491
- [120]. **Voigt, P. (Fa. Carl Zeiss).** *Interferometer für Geradheitsmessungen.* Patent DE 3738770 A1 1987.
- [121]. **Soref, R. A. und McMahon, D. H.** Optical Design of Wollaston-Prism Digital Light Deflectors. *Applied Optics*. 5, 1966, Bd. 3.
- [122]. **Rahneberg, I.** Untersuchungen zur Temperaturstabilität eines Interferometers vom Typ Kösters. 2006. Technische Universität Ilmenau, Projektarbeit.

- [123]. **Ottonelli, S., et al.** A self-mixing laser sensor for the real-time correction of straightness/flatness deviations of a linear slide. *Proc. SPIE 7356, Optical Sensors*. 2009, S. 73560Q-1-8.
- [124]. **Pfeifer, T. und Glöckner, C.** Applications for a new laser based straightness metrology system. *Proc. Spie laser metrology*. 1999, Bd. 44, S. 121-132.
- [125]. **Zygo Corporation.** MetroPro Application Corner Cube. *OMP-0384C 7/2002*. 2002. Firmenschrift.
- [126]. **Mäkynen, A., Rahkonen, T. und Kostamovaara, J.** Digital optical position-sensitive detector (PSD). *Instrumentation and Measurement Technology Conference, 2004. IMTC 04. Proceedings of the 21st IEEE*. 2004, Bd. 3, S. 2358 - 2360.
- [127]. **Zhang, X., Zhao, B. und Li, Z.** Measurement method of spatial straightness error using non-diffracting beam and moiré-fringe technology. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* 2004, 6, S. 121-126.
- [128]. **Hao, Q., Li, D. und Wang, Y.** High-accuracy long distance alignment using single-mode optical fiber and phase plate. *Optics & Laser Technology*. 2002, 34, S. 287-292.
- [129]. **Fan, K. C.** A laser straightness measurement system using optical fibre and modulation techniques. *Int. J. Mach. Tools Manufact.* 2000, Bd. 40, S. 2073-2081.
- [130]. **Wallmark, J. T.** A New Semiconductor Photocell Using Lateral Photoeffect. *Proceedings of the IRE*. 1957, April, S. 474-483.
- [131]. **Lucovsky, G.** Photoeffects in Nonuniformly Irradiated p-n Junctions. *Journal of Applied Physics*. 1960, Bd. 31, 6, S. 1088-1095.
- [132]. **Hamamatsu Photonics K.K., Solid State Division.** S5980, S5981, S5870 Multi-element photodiodes for surface mounting. Juni 2010. Firmenschrift.
- [133]. **SiTek Electro Optics.** High Linearity Position Sensing Detector 2L10\_SU72. 2007. Firmenschrift.
- [134]. **Jäger, G.** Challenges and Limitations of Nanomeasuring Technology. *IEEE Int. Instrumentation and Measurement Technology Conference ; (Graz)*. 2012, S. 1814 - 1818.

- [135]. **Diethold, C., et al.** High precision optical position sensor for electromagnetic force compensated balances. *IMEKO 2010 TC3 Conference*. 2010.
- [136]. **Rahneberg, I.** Entwicklung und Aufbau eines Lateralversatz- und Rollwinkelsensors für linienflüchtige Messaufgaben. 2007. Technische Universität Ilmenau, Diplomarbeit.
- [137]. **Mäkynen, A.** Position-Sensitive Devices and Sensor Systems for Optical Tracking and Displacement Sensing Applications. 2000. Dissertation Oulu University.
- [138]. **Woltring, H. J.** Single- and Dual-Axis Lateral Photodetectors of Rectangular Shape. *IEEE Transactions on Electron Devices*. August, 1975, S. 581-590.
- [139]. **Bauer, F., et al.** Studies of Semitransparent Optoelectronic Position Sensors. *IEEE Sensors Journal*. Juni 2004, Bd. 4, 3, S. 329-336.
- [140]. **Hamamatsu Photonics K.K., Solid State Division.** Two-dimensional PSD S5990-01, S5991-01. 2007. Datenblatt.
- [141]. **Pfeifer, T. und Trapet, E.** Zur Meßunsicherheit von Fluchtungsmeßsystemen auf Laserbasis. *Feinwerktechnik und Messtechnik*. 1981, Bd. 89, 6, S. 261-265.
- [142]. **Nettelbeck, C.** Erfassung geometrischer Abweichungen an Werkzeugmaschinen mit Hilfe eines Laser-Geradheits-Meßsystems auf Halbleiterbasis. 1997. *RWTH Aachen*, Dissertation.
- [143]. **Matsui, S. und Zhang, C.** Alignment Method for 50 m Distance Using Laser and CCD Camera. *Proceedings of the 7th International Workshop on Accelerator Alignment*. 2002. 127-139.
- [144]. **Drenckhan, J. und Salewski, K. D.** Refraktionsfreie Präzisionsmessungen mit Laserstrahlung unterschiedlicher Wellenlänge. *Experimentelle Technik der Physik*. 1987, Bd. 35, 1, S. 43-50.
- [145]. **Ingensand, H.** Concepts and Solutions to Overcome the Refraction Problem in Terrestrial Precision Measurement. *Geodesy and Cartography*. 2008, Bd. 34, 2, S. 61-65.

- [146]. **Song, H. X., Wang, X. D. und Ma, L. Q.** Design and Performance Analysis of Laser Displacement Sensor Based on Position Sensitive Detector (PSD). *Journal of Physics: Conference Series*. Conference Series, 2006, Bd. 48, S. 217-222.
- [147]. **La, J. und Park, K.** Signal processing algorithm of a position sensitive detector using amplitude modulation/demodulation.  
*Review of Scientific Instruments*. 2005, Bd. 76, 024701.
- [148]. **Qian, D., et al.** A Method for Measurement of Multiple Light Spot Positions on One Position-Sensitive Detector (PSD).  
*IEEE Transactiona on Instrumentation and Measurement*. 1993, Bd. 42, 1, S. 14-18.
- [149]. **Edmund Optics GmbH.** Techspec chart beschichtete Bandpassinterferenzfilter - NT65-167. [Online] 2012. <http://www.edmundoptics.de>.
- [150]. **Hansen, F.** *Justierung - Eine Einführung in das Wesen der Justierung von technischen Gebilden*. Berlin : s.n., 1967. 2. Aufl..
- [151]. **Kuang, C., Hong, E. und Feng, Q.** A novel method to enhance the sensitivity or two-degrees-of-freedom straightness measurement.  
*Meas. Sci. Technol.* 2007, 18, S. 3795-3800.
- [152]. **Stanford Research Systems.** About Lock-In Amplifiers - Application Note #3. 2007. Firmenschrift.
- [153]. **Jones, R. C.** A New Calculus for the Treatment of Optical Systems.  
*Journal of the Optical Society of America*. 1941, Bd. 31, S. 488-493.
- [154]. **ISO 11145.** Optik und Photonik-Laser und Laseranlagen-Begriffe und Formelzeichen. 2008. Norm.
- [155]. **Yang, Y.** Analytic Solution of Free Space Optical Beam Steering Using Risley Prisms.  
*Journal of Lightwave Technology*. 2008, Bd. 26, 21, S. 3576-3583.
- [156]. **Silicon Sensor International AG.** DL100-7 CERpin Position Sensing Photodiode. 2009. Datenblatt.

- [157]. **Mäkynen, A., Kostamovaara, J. T. und Myllylä, A.** Displacement Sensing Resolution of Position-Sensitive Detectors in Atmospheric Turbulence Using Retroreflected Beam. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 1997, Bd. 46, 5, S. 1133-1136.
- [158]. **Ingensand, H. und Boeckem, B.** A High-Accuracy Alignment System Based on the Dispersion Effect. *5th International Workshop on Accelerator Alignment, ANL/FNAL*. 1997.